

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES EXACTES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° de série : 035/ Magister /2009
N° d'ordre : 007/ Physique /2009

MEMOIRE
PRESENTE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE MAGISTER EN PHYSIQUE
ECOLE DOCTORALE

SPECIALITE
ENERGIES RENOUVELABLES

THEME

CALCUL DU RAYONNEMENT DIFFUS
EN UTILISANT LES PARAMETRES DE LA THEORIE DE
MIE

PAR :

ZIARI FAHD ABDELMOUIZ

Soutenue le : 03 /03 /2008

Devant le jury :

Président :	L. BAH	Pr	Université Mentouri	Constantine
Rapporteur :	A. MOKHNACHE	M.C	Université Mentouri	Constantine
Examineur :	M. AFRID	Pr	Université Mentouri	Constantine
Examineur :	N. ATTAF	M.C	Université Mentouri	Constantine

Remerciement

Au terme de cette humble aventure, et avant de laisser mon lecteur découvrir les résultats de cette laborieuse année, de nombreux remerciements s'imposent.

J'exprime toute ma reconnaissance et mon admiration à monsieur Mokhnache Amar qui a encadré ce travail, pour la confiance qu'il m'a témoignée en me laissant une grande autonomie, par son amour des sciences et de la recherche, il a su créer une agréable et efficace atmosphère de travail.

Je tiens ensuite à exprimer mes sincères remerciements aux personnes qui ont accepté de faire partie du jury, à savoir :

Monsieur, L. Bahi professeur à l'université de Mentouri Constantine.

Monsieur, M. Afrid professeur à l'université de Mentouri Constantine.

Monsieur, N. Attaf maître de conférence à l'université de Mentouri Constantine.

Je suis très reconnaissant à tous mes enseignants qui ont contribué de près ou de loin à la bonne réalisation de ce travail.

Je remercie de tout mon cœur monsieur Fabrice Onorfi directeur de recherche au CNRS d'avoir répondu à mes questions et surtout pour les conversations téléphoniques qu'il a eu la gentillesse de m'a accordé.

Je tiens également à remercier monsieur Sylvain Lecler directeur de laboratoire des systèmes photoniques à l'université de Strasbourg pour la documentation et les orientations qu'il m'a offert.

Toute ma gratitude et mon respect à mes chers camarades et accompagnants de l'année théorique, Khaled, Mourad, Ilias, Walid et Khaled.

A tous les autres, quotidiennement rencontrés au village, trop nombreux pour les citer, et puis j'ai trop peur d'en oublier...

Infiniment merci à mes parents, mes tantes, mes sœurs pour leur soutien permanent.

Table des matières

Introduction	1
Chapitre-I Rappel sur le rayonnement électromagnétique	4
II-1 Equations de Maxwell	4
II-2 Equations de propagation des Ondes électromagnétiques	5
II-3 Ondes électromagnétiques plane dans les diélectriques et dans vide	6
II-3-1 Contraintes imposées par les équations de maxwell	8
II-4 Conditions de continuité	9
II-5 Densité et flux d'énergie d'une onde électromagnétique	11
II-6 Polarisation des ondes électromagnétiques	12
II-6-1 Paramètres de Stokes	15
II-6-2 Matrice de Mueller	18
Chapitre-II Aérosols atmosphériques, classification et fonctions de distribution de taille	20
II-1 Classifications des aérosols atmosphériques	21
II-1-1 Différents types d'aérosols	21
II-1-2 Aérosols de poussière	29
II-2 Fonctions de distribution de taille	31
II-2-1 Distribution normale	31
II-2-2 Distribution gamma	31
II-2-3 Distribution log-normal	32
Chapitre-III Théorie de Mie	34
III-1 Formulation du problème	34
III-1-1 Résolution analytique de l'équation Helmholtz	34
III-1-2 Résolution analytique de l'équation d'onde scalaire	36
III-1-3 Représentation de l'onde électromagnétique en coordonnées sphériques	40
III-1-4 Calcul des coefficients de Mie	43
III-2 Formulation de la solution en champ lointain	45
III-2-1 Calcul des intensités diffusées	45
III-2-2 Calcul des sections efficaces d'extinction, de diffusion, d'absorption et l'albédo de simple diffusion	48

III-3 Matrice de phase	50
III-4 Rayonnement diffus par un ensemble d'aérosols	52
Chapitre-IV Modèle de calcul	56
IV-1 Algorithme pour la calcul du le rayonnement diffus	56
IV-2 Reformulation des coefficients Mie	57
IV-3 Critères de convergence et de stabilité numérique	60
Chapitre-V Résultats et discussions	63
V-1 Rayonnement diffusé par un aérosol isolé en suspension	63
V-2 Rayonnement diffusé par un ensemble d'aérosols en suspension	73
Conclusions et perspectives	76
Annexes	78
Annexe A	78
Annexe B	83
Annexe C	84
Bibliographie	89

Nomenclature

Symbole	Description	Unité
B	Champ d'induction magnétique	T
E	Champ électrique	V / m
D	Champ d'induction électrique	C / m^2
H	Champ d'induction magnétique	A / m
J	Densité de courant	A / m^2
J_s	Densité surfacique de courant	A / m^2
σ	Conductivité électrique	Ω^{-1}
μ_0	Perméabilité magnétique du vide	H / m
ϵ_0	Permittivité électrique du vide	F / m
m	Indice de réfraction	
c	Vitesse de la lumière	m / s
ρ	Densité de charge volumique	C / m^3
ρ_s	Densité de charge surfacique	C / m^2
k	Vecteur d'onde	m^{-1}
λ	Longueur d'onde	m
ω	Vitesse angulaire	rd / s
ν	Fréquence	s^{-1}
χ_n	Fonction de Riccati-Bessel	
ψ_n	Fonction de Riccati-Neumann	
ξ_n	Fonction de Riccati-Hankel	
P_n^m	Polynôme de Legendre associé	
π_n	Fonction angulaire	
τ_n	Fonction angulaire	
x	Paramètre de taille	
r	Rayon de l'aérosol	μm

r_m	Rayon médian	μm
I_0	Intensité lumineuse incidente	W / m^2
I_{pr}	Composante parallèle	W / m^2
I_{pp}	Composante perpendiculaire	W / m^2
$S_1(\theta)$	Fonction d'amplitude	
$S_2(\theta)$	Fonction d'amplitude	
$i_1(\theta)$	Fonction d'intensité	
$i_2(\theta)$	Fonction d'intensité	
$P(\theta)$	Fonction de phase	
θ	Angle de diffusion	rd
ϕ	Angle d'azimutal	rd
Q_e	Facteur d'efficacité d'extinction	
Q_d	Facteur d'efficacité de diffusion	
Q_a	Facteur d'efficacité d'absorption	
σ_e	Section efficace d'extinction	m^2
σ_d	Section efficace de diffusion	m^2
σ_a	Section efficace d'absorption	m^2
$n(r)$	Fonction de distribution de taille	
N_0	Concentration totale des aérosols	$cm^{-3} \mu m^{-1}$

Introduction

La diffusion, l'absorption et l'émission de la lumière et les autres radiations électromagnétiques par les aérosols atmosphériques sont des phénomènes omniprésents et constituent ainsi un domaine essentiel de la physique atmosphérique ou plus particulièrement du gisement solaire. Un rayonnement solaire incident qui se propage dans le vide ne subit aucune modification ni dans son intensité ni dans son état de polarisation, Michael I.Mishchenko et al [1]. Toutefois, interposant une petite particule en suspension, le rayonnement sera soumis à plusieurs effets distincts: la particule peut convertir une partie de l'énergie transportée par le rayonnement incident en d'autres formes d'énergie (énergie interne), ce phénomène s'appelle l'absorption. La particule enlève une autre partie de l'énergie interceptée qui sera diffusée dans toutes les directions, avec la même fréquence et un état de polarisation généralement différent que celui du rayonnement incident, ce phénomène porte le nom de la diffusion élastique. La somme de l'absorption et la diffusion est une réduction de l'énergie incidente (atténuation), cette réduction est appelée l'extinction. En outre, si la température absolue de la particule est différente de zéro, alors cette dernière émet des rayonnements électromagnétiques dans tout l'espace et avec toutes les fréquences, ce phénomène est connu sous le nom de l'émission thermique.

En termes d'électromagnétisme, un rayonnement solaire incident est un champ électromagnétique en oscillation, alors que la particule est une agrégation d'un grand amas de charges électriques élémentaires. Ce champ électromagnétique excite les charges à vibrer avec la même fréquence en émettant de leurs parts des ondelettes électromagnétiques secondaires, Bohren and Huffman [2]. La superposition de ces ondelettes secondaires déterminera le domaine total de la diffusion élastique, Michael I.Mishchenko et al [1]. Pour résoudre le problème de diffusion par les aérosols atmosphériques en suspension et donc quantifier le rayonnement solaire diffus par ces derniers, nous avons eu recours à la théorie Mie qui constitue une référence incontournable dans l'étude de la diffusion. Car elle permet de décrire rigoureusement l'interaction lumière-matière dans le cadre de la théorie classique de l'électromagnétisme et de l'optique linéaire Bohren and Huffman [2]. Les résultats obtenus par cette théorie seront aussitôt utilisés dans la formule de Oleg Dubovik and Michael D. King [3] pour évaluer enfin le rayonnement solaire diffus.

Introduction

Nous avons organisé ce mémoire en cinq chapitres, dans le premier nous avons fait un rappel des concepts électromagnétiques importants pour le développement de la théorie de Mie tels que les équations de Maxwell, Richard Fitzpatrick [4] qui modélisent les ondes électromagnétiques dans les diélectriques et dans le vide puis nous avons dérivé l'équation de Helmholtz et sa solution la plus simple, Christian Frère et Pierre Krempf [5] qui représentent un point de départ de la théorie en question. À la fin nous évoquons les paramètres de Stokes et la matrice de Mueller afin de connaître l'influence de l'état de polarisation de l'onde incidente sur l'intensité diffusée après avoir interagie avec les particules, Leung Tsang et al [6-7-8].

Le second chapitre est consacré aux aérosols atmosphériques, dans lequel nous donnons une classification à chaque type d'aérosol tout en précisant la forme, la taille, la quantité et la source d'émission. Ensuite nous introduisons les fonctions de distribution de taille qui seront considérées comme bases pour la bonne simulation des intensités diffusées et les propriétés optiques propres à tout ensemble d'aérosols, Alexander A. Kokhanovsky [9-10-11].

Le troisième chapitre concerne la théorie de Mie et son adaptation à un aérosol atmosphérique. Nous exposons tout d'abord le problème de la diffusion de la lumière par un aérosol isolé en suspension ensuite nous résolvons analytiquement l'équation de Helmholtz en lui associant les conditions aux limites afin de calculer les coefficients de Mie et quantifier ainsi les propriétés optiques aérosolaires: section efficace d'extinction, de diffusion, d'absorption et l'albédo de simple diffusion.

Nous calculons ensuite la fonction de phase et le degré de polarisation des ondes diffusées. Au final nous évaluons le rayonnement diffus par un ensemble d'aérosols à l'aide de fonctions de distribution de taille et la formule de Oleg Dubovik and Michael D. King [3].

Le quatrième chapitre est réservé à l'expérience numérique. Nous commençons par un algorithme récapitulant tous le travail que nous avons conçu, ensuite nous remédions les expressions posant les problèmes d'instabilité numérique par la reformulation de Dave, J. V [12]. Et en dernier, nous donnons les critères de convergence qui assurent la stabilité numérique du calcul lors de l'exécution du code, Wiscomb, W.J [14-15].

Introduction

Dans le dernier chapitre, nous avons procédé aux analyses des résultats et leurs interprétations.

Chapitre-I Rappel sur le rayonnement électromagnétique

Le fondement analytique et numérique des propriétés optiques d'un milieu composé de petites particules discrètes en suspension est entièrement gouverné par la théorie classique de l'électromagnétisme, A. Doicu et al [16]. Il est recommandé de commencer par un résumé de concepts et d'équations représentant ainsi un axe central dans ce mémoire et qui seront utilisés dans les parties qui suivent. Nous exhibons tout d'abord les équations de Maxwell qui régissent le comportement du champ électromagnétique dans les diélectriques et dans le vide, John David Jackson [17] et ensuite nous établissons les relations des champs macroscopiques tout en dérivant la solution la plus simple de l'onde plane, cette solution a naturellement besoin d'introduire quelques quantités fondamentales tels que l'indice de réfraction et les paramètres de Stokes, Dennis Goldstein [18]. Et à la fin nous discuterons l'état de polarisation des deux ondes incidente et émergente caractérisées par deux différents ensembles de paramètres de Stokes à l'aide de la matrice de Mueller.

I-1- Equations de Maxwell

La génération et la propagation de la lumière dans les matériaux sont régies par les lois de l'électrodynamique, Richard Fitzpatrick [4]. En particulier, les équations de Maxwell qui relient le couplage des deux champs électrique et magnétique avec les distributions de charges et les courants, Christian Frère [5]. Elles sont locales, c'est-à-dire valables en tout point d'un milieu et à tout instant.

$$\nabla \cdot E = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (\text{I.1}) \text{ Équation de Gauss}$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (\text{I.2}) \text{ Idem, appliquée au champ d'induction magnétique}$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (\text{I.3}) \text{ Loi de Faraday}$$

$$\nabla \times B = \mu J + \mu\epsilon \frac{\partial E}{\partial t} \quad (\text{I.4}) \text{ Théorème d'Ampère, modifié par Maxwell}$$

D'où

$$D = \epsilon E + P \quad (\text{I.5})$$

$$B = \mu(H + M) \quad (\text{I.6})$$

$$P = \varepsilon\chi E \quad (\text{I.7})$$

$$J = \sigma E \quad (\text{I.8}) \text{ Loi d'ohm}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot J = 0 \quad (\text{I.9}) \text{ équation de la continuité}$$

Où : t est le temps ; E est le champ électrique ; D est le champ d'induction électrique ; H est le champ magnétique ; B est le champ d'induction magnétique ; P est le vecteur polarisation ; M est le vecteur aimantation ; I est le courant électrique ; J est la densité surfacique de courant électrique ; ρ est la densité volumique de charge ; ε est la permittivité électrique ; μ est la perméabilité magnétique ; χ est la susceptibilité du milieu ; σ est la conductivité électrique.

Malgré l'immense universalité de ces équations, elles ne sont pas directement exploitables. Si un milieu matériel est soumis à un champ électromagnétique ne reste pas inerte et réagit parfois de manière très intense en créant son propre champ interne, Christian Frère [5], la réaction de ce milieu se manifeste par l'apparition de densités de charges et de courants qui créent à leurs tours un champ électromagnétique qui se superpose au champ exciteur et modifie le champ total à l'échelle macroscopique, Stratton [19]. Pour surmonter cette difficulté nous avons introduit la notion des champs macroscopiques D et H dont les sources excluent les charges et les courants liés qui jouent un rôle important et difficilement contrôlable.

I-2 Equations de propagation des ondes électromagnétiques

Si on ne tient pas compte des phénomènes de polarisation et d'aimantation on aura les relations suivantes:

$$D = \varepsilon E \quad (\text{I.10})$$

$$B = \mu H \Rightarrow H = \frac{1}{\mu} B \quad (\text{I.11})$$

Les équations (I.2), (I.3) et (I.4) se transforment en :

$$\nabla \cdot H = 0 \quad (\text{I.12})$$

$$\nabla \times E + \mu \frac{\partial H}{\partial t} = 0 \quad (\text{I.13})$$

$$\nabla \times H - \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} = 0 \quad (\text{I.14})$$

En utilisant la définition vectorielle ci-dessous (Voir annexe B)

$\nabla \times \nabla \times F = \nabla \nabla \cdot F - \Delta F$: F est une fonction vectorielle quelconque

$$\Delta E - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I.15})$$

$$\Delta H - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I.16})$$

Il s'agit de l'équation d'Alembert des ondes électromagnétiques planes, Jin Au Kong [20], Son unique particularité est que sa vitesse c définie par : $c = \frac{1}{\sqrt{\mu \varepsilon}}$ est une

fonction des caractéristiques du milieu et non pas du référentiel dans lequel se fait la propagation.

En se servant de l'identité différentielle suivante: $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -i\omega$ et donc $\frac{\partial^2}{\partial t^2} \rightarrow \omega^2$, on obtiendra l'équation de Helmholtz,

$$(\Delta + \gamma^2)E = 0 \quad (\text{I.17})$$

$$\text{Avec } \gamma^2 = \frac{\varepsilon \mu \omega^2}{c^2} \quad (\text{I.18})$$

Il s'agit de l'équation de Helmholtz, qui surgit naturellement dans l'étude des ondes électromagnétiques ; une équation identique s'obtient pour le champ magnétique.

I-3 Ondes planes dans les diélectriques et le dans vide

On étudie dans cette section les principales caractéristiques de la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu linéaire, homogène et isotrope, caractérisé par une constante diélectrique et perméabilité magnétique, ε et μ respectivement.

Nous allons établir les formes possibles d'une onde électromagnétique plane en propagation, rappelons q'une onde est qualifiée de plane si elle se propage dans une direction bien définie et de monochromatique si elle possède une fréquence bien définie, Christian Frère [5]. Nous désignerons par ω la fréquence angulaire (en radians par seconde) d'une telle onde et k son vecteur d'onde orienté toujours vers la direction de propagation, et qui s'exprime en fonction de la longueur d'onde λ par :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\text{I.19})$$

Soit $\psi(r,t)$ une quantité se propageant sous la forme d'une onde monochromatique plane, une telle onde peut être représentée de la manière suivante, Christian Frère [5]:

$$\psi(r,t) = \text{Re}\{\psi_0 e^{i(k.r - \omega t)}\} \quad (\text{I.20})$$

Où ψ_0 est un nombre complexe, souvent appelé amplitude complexe de l'onde, et 'Re' signifie que l'on doit prendre que la partie réelle. L'utilisation des nombres complexes ici est très utile car elle permet d'inclure dans une seule quantité ψ_0 à la fois l'amplitude et la phase initiale de l'onde. En effet, en écrivant $\psi_0 = |\psi_0| e^{i\phi}$ (ϕ est l'argument de ψ_0), on peut également exprimer l'onde comme suit:

$$\psi(r,t) = |\psi_0| \cos(k.r - \omega t + \phi) \quad (\text{I.21})$$

Le module ψ_0 décrit donc l'amplitude de l'onde et son argument ϕ et la phase de l'onde à $r = 0$ et $t = 0$.

Dans le cas d'une onde électromagnétique, il est pratique d'incorporer dans un même vecteur complexe E_0 les amplitudes complexes de toutes les composantes du champ électrique et magnétique, on écrit donc:

$$E(r,t) = \text{Re}\{E_0 e^{i(k.r - \omega t)}\} \quad (\text{I.22})$$

$$B(r,t) = \text{Re}\{B_0 e^{i(k.r - \omega t)}\} \quad (\text{I.23})$$

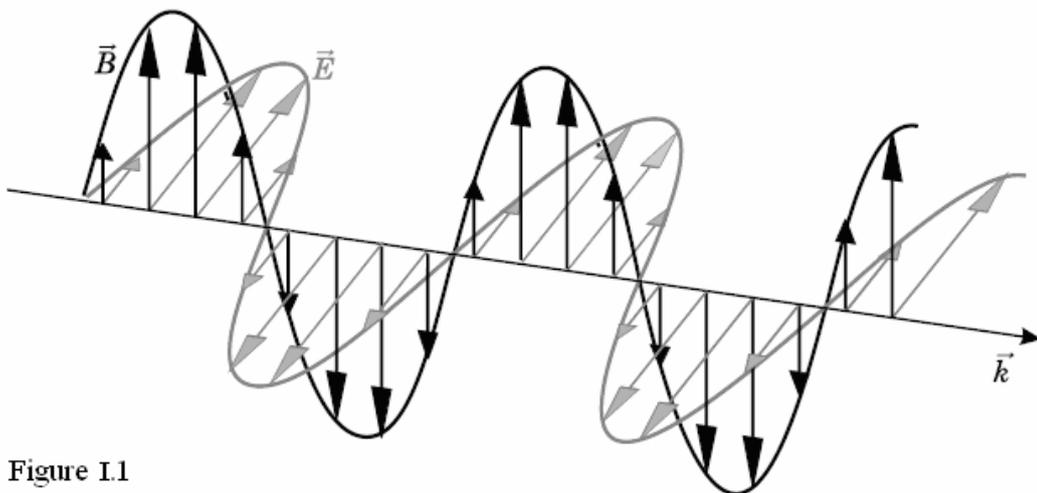


Figure I.1

Onde électromagnétique plane en propagation définie par les champs électrique et magnétique \vec{E} , \vec{B} et orientée par le vecteur d'onde \vec{k}

Il faut cependant garder à l'esprit que les différentes composantes de E_0 et B_0 peuvent avoir des phases différentes. Dans ce qui suit, nous allons généralement omettre le symbole 'Re' qui sera implicite.

I-3-1 Contraintes imposées par les équations de maxwell

Les amplitudes complexes E_0 et B_0 ne sont pas arbitraires, elles sont imposées par les équations de maxwell. Pour un milieu diélectrique, linéaire et isotrope de propriétés électrique et magnétique ε et μ fixe, ces amplitudes complexes doivent satisfaire les relations suivantes:

$$\varepsilon k \cdot E_0 = 0 \quad (\text{I.24})$$

$$k \cdot B_0 = 0 \quad (\text{I.25})$$

$$k \times E_0 - \frac{\omega}{c} B_0 = 0 \quad (\text{I.26})$$

$$\frac{1}{\mu} k \times B_0 + \frac{\varepsilon \omega}{c} E_0 = 0 \quad (\text{I.27})$$

Pour démontrer ces équations, il suffit d'utiliser les opérateurs différentiels suivant:
 $\nabla \rightarrow ik$, $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -i\omega$ puis d'injecter les équations (I.22) et (I.23) dans les équations de maxwell en l'absence de densité de charge et de densité de courant ($\rho = 0$ et $J = 0$).

Décrivons maintenant le contenu physique de ce système d'équations, commençons par les équations (I.24) et (I.25) exprimant le fait que les ondes électromagnétiques sont transversales, c'est-à-dire que ces quantités oscillantes (E et B) sont toujours perpendiculaires à la direction de propagation (k). Le couplage des équations (I.26) et (I.27) signifie que le champ magnétique de l'onde est entièrement déterminé par le champ électrique, les trois vecteurs E , B et k forment un trièdre orienté dans la direction de propagation de l'onde, Christian Frère [5].

Remarques

1-Il est donc courant de se concentrer sur le champ électrique de l'onde électromagnétique et de n'exprimer le champ magnétique que lorsqu'il est absolument nécessaire, Christian Frère [5].

2-Pour retrouver le cas du vide, il suffit simplement de remplacer les propriétés physiques du milieu en question par celles du vide.

I-4 Conditions de continuité

La validité des équations de Maxwell est uniquement pour des points ordinaires de l'espace, c'est-à-dire pour des points dont les propriétés physiques voisines varient continuellement (sans interruption), cependant, le passage à travers deux surfaces reliant un milieu avec un autre est accompagné par un changement brusque des propriétés physiques (permittivité électrique, conductivité électrique, perméabilité magnétique), Stratton [19]. A l'échelle macroscopique, ce changement peut être toujours considéré comme une discontinuité et par conséquent les vecteurs champs eux-mêmes peuvent être discontinus. Pour surmonter cette difficulté, imaginons une surface de séparation entre deux milieux différents (1) et (2) et qui sera remplacé par une très mince couche de transition dans laquelle les paramètres physiques μ , ϵ et σ varient rapidement mais continuellement près de S du milieu (1) vers le milieu (2), comme le montre la figure ci-dessous

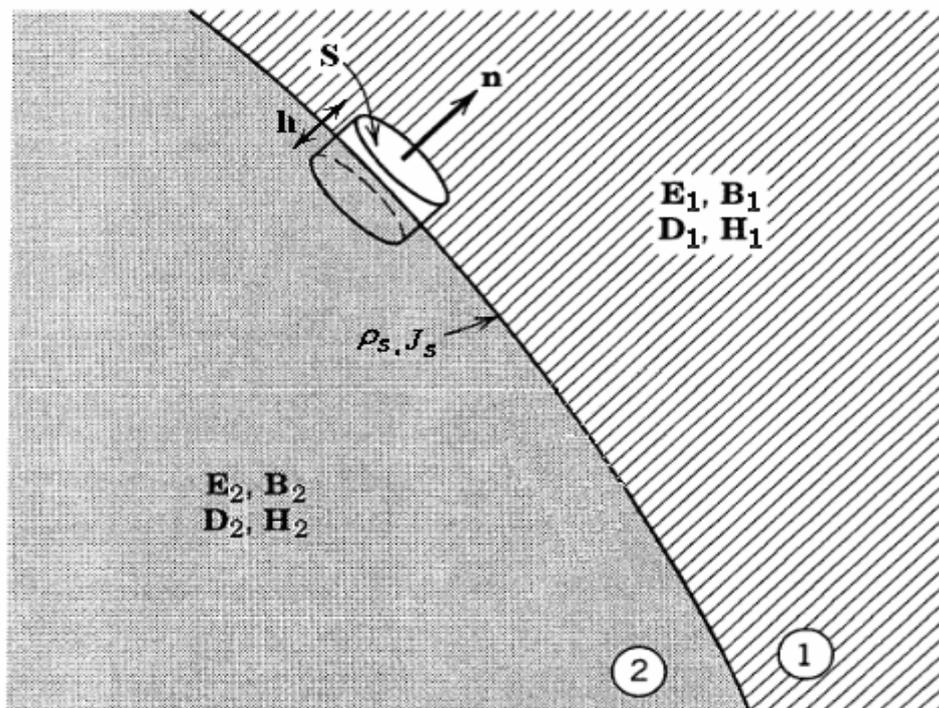


Figure I.2

Schéma représentatif de l'interface de discontinuité entre deux milieux différents, John David Jackson [17].

n : Est le vecteur unitaire normal a la surface de séparation S et qui est orienté de (2) vers (1)

Pour satisfaire les conditions aux limites, nous appliquons tout d'abord le théorème de Stokes puis le théorème de Gauss, A. Doicu et al [16] tout en se servant des équations de maxwell.

1-Théorème de Stokes

$$\iiint_V \nabla \times a dV = \iint_S n \times a dS \quad (I.28)$$

Ce qui donne :

$$j\omega \iiint_V B dV = \iint_S n \times E dS \quad (I.29)$$

Et

$$\iiint_V J dV - j\omega \iiint_V D dV = \iint_S n \times H dS \quad (I.30)$$

2-Théorème de Gauss

$$\iiint_V \nabla \cdot a dV = \iint_S n \cdot a dS \quad (I.31)$$

Ce qui donne encore :

$$\iiint_V \rho dV = \iint_S n \cdot D dS \quad (I.32)$$

$$\iint_S n \cdot B dS = 0 \quad (I.33)$$

On définit également le courant de surface J_s tel que $J_s = \lim_{h \rightarrow 0} hJ$ et la densité de charge surfacique ρ_s telle que $\rho_s = \lim_{h \rightarrow 0} h\rho$ pour les utiliser dans les équations (I.35) et (I.37) respectivement. Nous constatons donc que:

La composante tangentielle de E est continue

$$n \times (E_2 - E_1) = 0 \quad (I.34)$$

La composante tangentielle de H est discontinue

$$n \times (H_2 - H_1) = J_s \quad (I.35)$$

La composante normale de B est continue

$$n \cdot (B_2 - B_1) = 0 \quad (I.36)$$

La composante normale de D est discontinue

$$n \cdot (D_2 - D_1) = \rho_s \quad (I.37)$$

Ces équations comme nous avons vu se déduisent à partir des équations de maxwell macroscopiques, on les applique à des contours d'interfaces infinitésimaux chevauchants. En l'absence de densité de charge surfacique ou de courant libre, la

composante perpendiculaire D et la composante parallèle de H deviennent donc continues. Signalons que les conditions de continuité peuvent également s'écrire en version microscopique, où D est remplacé par E et H par B , donc ce sont les densités surfaciques totales de charge qui apparaissent au lieu des densités liées, Christian Frère [5].

I-5 Densité et flux d'énergie d'une onde électromagnétique

Nous allons maintenant examiner l'énergie nécessaire pour produire un champ électromagnétique à l'intérieur d'une particule en suspension, nous ne nous limitons pas aux boucles de courant et aux distributions de charges statiques. Cela donnera non seulement la densité d'énergie du champ électromagnétique emmagasiné dans la particule, mais aussi le taux de l'énergie transportée par ce dernier en dehors de la particule. Nous entamons notre raisonnement par le travail dW effectué par une charge élémentaire dq , dans un volume élémentaire dr^3 , sous l'influence d'un champ électromagnétique. La particule s'anime de vitesse V et parcourt le déplacement dl . Ce travail est juste le gain en énergie mécanique (cinétique et potentielle), donc on peut l'exprimer via les forces de Lorentz (force de Coulomb et force de Laplace) comme suit:

$$\begin{aligned} dW &= dq(E + V \times B) \cdot dl \\ &= dq(E + V \times B) \cdot V dt \end{aligned} \quad (I.38)$$

Remplaçant dq par ρdr^3 , nous trouvons le taux de diminution de l'énergie de toute la charge contenue dans le volume d'intégrale τ .

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dt} &= \int_{\tau} (E + V \times B) \cdot V \rho dr^3 \\ &= \int_{\tau} (E \cdot J) \cdot V \rho dr^3 \end{aligned} \quad (I.39)$$

Nous pouvons exprimer cette dernière en utilisant l'équation (I.4)

$$J = \frac{1}{\mu} (\nabla \times B) - \frac{\partial E}{\partial t} \quad (I.40)$$

Avec cette substitution, l'intégrale peut se réarranger comme suit:

$$\begin{aligned} E \cdot J &= E \cdot \left(\frac{1}{\mu} (\nabla \times B) - \frac{\partial E}{\partial t} \right) \\ &= \frac{1}{\mu} (-\nabla \cdot (E \times B) + B \cdot (\nabla \times E)) - \varepsilon E \frac{\partial E}{\partial t} \end{aligned} \quad (I.41)$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{1}{\mu} \left(-\nabla \cdot (E \times B) - B \frac{\partial B}{\partial t} \right) - \varepsilon E \frac{\partial E}{\partial t} \\
 &= -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\varepsilon E^2 + \frac{B^2}{\mu} \right) - \nabla \cdot \frac{E \times B}{\mu}
 \end{aligned}$$

En utilisant le théorème de la divergence, on pourra écrire cette équation sous la forme suivante:

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{d}{dt} \int_{\tau} \frac{1}{2} \left(\varepsilon E^2 + \frac{B^2}{\mu} \right) dr^3 - \oint \frac{(E \times B)}{\mu} ds \quad \text{Où:} \quad (\text{I.42})$$

$\frac{1}{2} \left(\varepsilon E^2 + \frac{B^2}{\mu} \right)$: Densité d'énergie du champ électromagnétique

$\frac{(E \times B)}{\mu}$: Flux d'énergie transporté par l'onde électromagnétique provenant de la densité d'énergie, appelé aussi vecteur de Poynting S qui sera très utile dans le chapitre suivant.

$$S = \frac{(E \times B)}{\mu} \quad (\text{I.43})$$

En se servant de l'équation (I.26), on obtient donc à l'expression du vecteur de Poynting en champ électrique et vecteur d'onde.

$$S = \frac{E \times (k \times E)}{c\mu} \quad (\text{I.44})$$

I-6 Polarisation des ondes électromagnétiques

En outre de l'intensité et la fréquence, la lumière contient une propriété très importante appelée la polarisation qui définit la direction que prend le champ électrique E dans l'espace, en particulier en fonction du temps à un point donné, Dennis Goldstein [18]. Elle est déterminée par les phases relatives des composantes de l'amplitude vectorielle E_0 . D'après Born and Wolf [21], la lumière dépolarisée (lumière naturelle) peut complètement se transformer en lumière polarisée en subissant certains effets optiques tels que: la réflexion, la transmission et la diffusion. La diffusion par un dipôle est 100% polarisé à un angle de diffusion valant $\pi/2$, Born and Wolf [21]. Donc il est clair que l'état de polarisation joue un rôle conséquent dans la diffusion atmosphérique causée par les aérosols en suspension.

Chapitre-I Rappel sur le rayonnement électromagnétique

Considérons maintenant une onde monochromatique plane caractérisée par la fréquence angulaire ω et le vecteur d'onde k , se propageant dans la direction parallèle à l'axe Z. On peut alors exprimer le champ électrique E en fonction de ces composantes dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde comme suit:

$$E = E_x X + E_y Y, E_z = 0 \quad (\text{I.45})$$

$$E_x(Z, t) = E_{0x} \cos(kZ - \omega t + \delta_x) \quad (\text{I.46})$$

$$E_y(Z, t) = E_{0y} \cos(kZ - \omega t + \delta_y) \quad (\text{I.47})$$

Ou encore

$$\frac{E_x}{E_{0x}} = \cos(kZ - \omega t + \delta_x) \quad (\text{I.48})$$

$$\frac{E_y}{E_{0y}} = \cos(kZ - \omega t + \delta_x) \cos \delta - \sin(kZ - \omega t + \delta_x) \sin \delta \quad (\text{I.49})$$

$$\text{Avec } \delta = \delta_y - \delta_x \quad (\text{I.50})$$

En éliminant le temps on obtient:

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}} \right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}} \right)^2 - 2 \frac{E_x}{E_{0x}} \frac{E_y}{E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (\text{I.51})$$

C'est l'équation d'une ellipse et dans ce cas l'onde est dite polarisée elliptiquement, Dennis Goldstein [18].

Pour déterminer les différents points de contact de l'ellipse avec la circonférence rectangulaire, il va falloir résoudre l'équation (I.51) et pour cela on fait le réarrangement suivant:

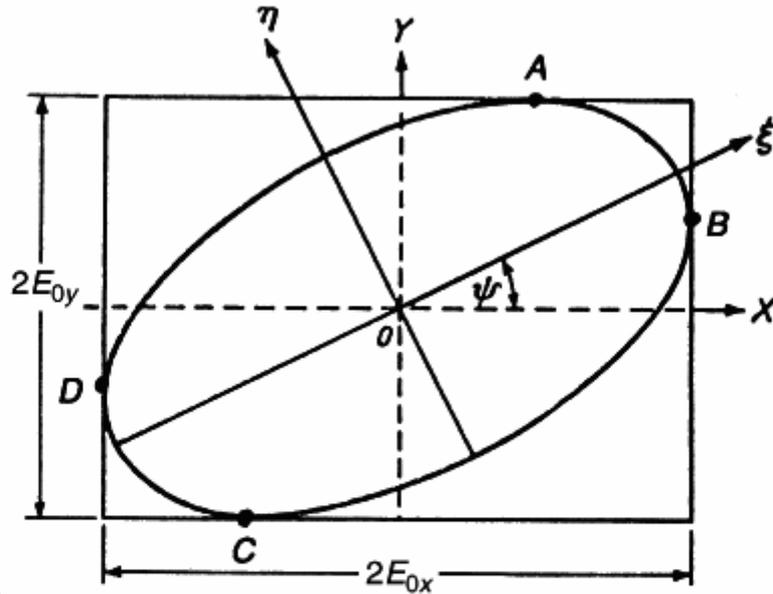


figure I.3

Représentation schématique d'une onde électromagnétique plane polarisée elliptiquement, en propagation dans la direction perpendiculaire au papier, Dennis Goldstein [18].

$$E_{0x}^2 E_Y^2 - (2E_{0x} E_{0y} E_X \cos \delta) E_Y + E_{0y}^2 (E_X^2 - E_{0x}^2 \sin^2 \delta) = 0 \quad (I.52)$$

C'est un polynôme du deuxième ordre $E_Y = f(E_X)$ dont les solutions sont obtenues par le déterminant delta, les coordonnées des points de contact A, B, C et D sont données comme suit :

$$A = (+E_{0x} \cos \delta, E_{0y})$$

$$B = (+E_{0x}, E_{0y} \cos \delta)$$

(I.53)

$$C = (-E_{0x} \cos \delta, -E_{0y})$$

$$D = (-E_{0x}, -E_{0y} \cos \delta)$$

Remarque:

Le plan $o\xi\eta$ est le plan de rotation de l'ellipse par rapport à l'angle ψ , Dennis Goldstein [18].

I-6-1 Paramètres de Stokes

Nous représentons maintenant les composantes d'une onde plane qui n'est pas forcément monochromatique à un point dans l'espace, dont la direction de propagation est orientée vers l'axe Z.

$$E_x(t) = E_{0x}(t) \cos(kZ - \omega t + \delta_x(t)) \quad (\text{I.54})$$

$$E_y(t) = E_{0y}(t) \cos(kZ - \omega t + \delta_y(t)) \quad (\text{I.55})$$

D'où $E_{0x}(t)$ et $E_{0y}(t)$ sont les amplitudes instantanées, ω est la fréquence angulaire instantanée, $\delta_x(t)$ et $\delta_y(t)$ sont les phases initiales instantanées, à chaque instant les amplitudes et les phases initiales fluctuent lentement comparativement à l'oscillation harmonique rapide, donc nous pouvons ainsi réécrire l'équation caractéristique d'une onde plane polarisée elliptiquement en fonction des amplitudes et les phases initiales instantanées comme suit:

$$\left(\frac{E_x(t)}{E_{0x}(t)} \right)^2 + \left(\frac{E_y(t)}{E_{0y}(t)} \right)^2 - 2 \frac{E_x(t)}{E_{0x}(t)} \frac{E_y(t)}{E_{0y}(t)} \cos \delta(t) = \sin^2 \delta(t) \quad (\text{I.56})$$

$$\text{Avec } \delta(t) = \delta_y(t) - \delta_x(t) \quad (\text{I.57})$$

Pour une intensité monochromatique, les amplitudes et phases sont invariables par rapport au temps, donc l'équation se réduit à :

$$\left(\frac{E_x(t)}{E_{0x}} \right)^2 + \left(\frac{E_y(t)}{E_{0y}} \right)^2 - 2 \frac{E_x(t)}{E_{0x}} \frac{E_y(t)}{E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (\text{I.58})$$

$E_x(t)$ Et $E_y(t)$ dépendent implicitement du temps, dans l'ordre de représenter ces derniers en terme de champs observables, nous devons prendre la moyenne au cours du temps d'observation, parce qu'elle représente une longue durée relativement au temps parcouru par une seule oscillation. Vu la périodicité des composantes $E_x(t)$ et $E_y(t)$, nous aurons seulement besoin de prendre la moyenne sur une seule période, Dennis Goldstein [18].

$$\frac{\langle E_x^2(t) \rangle}{E_{0x}^2} + \frac{\langle E_y^2(t) \rangle}{E_{0y}^2} - 2 \frac{\langle E_x(t) E_y(t) \rangle}{E_{0x} E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (\text{I.59})$$

D'où

$$\begin{aligned}\langle E_x^2(t) \rangle &= \frac{1}{T} \int_0^T E_x^2(t) dt \\ \langle E_y^2(t) \rangle &= \frac{1}{T} \int_0^T E_y^2(t) dt\end{aligned}\quad (\text{I.60})$$

$$\langle E_x(t)E_y(t) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T E_x(t)E_y(t) dt$$

$$\begin{aligned}\langle E_x^2(t) \rangle &= \frac{1}{2} E_{0x}^2 \\ \langle E_y^2(t) \rangle &= \frac{1}{2} E_{0y}^2 \\ \langle E_x(t)E_y(t) \rangle &= \frac{1}{2} E_{0x} E_{0y} \cos \delta\end{aligned}\quad (\text{I.61})$$

Substituant ces valeurs dans l'équation et multipliant en même temps par $4E_{0x}^2 E_{0y}^2$, on obtient donc:

$$2E_{0x}^2 E_{0y}^2 + 2E_{0x}^2 E_{0y}^2 - (2E_{0x} E_{0y} \cos \delta)^2 - (2E_{0x} E_{0y} \sin \delta)^2 = 0 \quad (\text{I.62})$$

On réarrange encore cette équation pour aboutir à la forme finale:

$$(E_{0x}^2 + E_{0y}^2)^2 - (E_{0x}^2 - E_{0y}^2)^2 - (2E_{0x} E_{0y} \cos \delta)^2 - (2E_{0x} E_{0y} \sin \delta)^2 = 0 \quad (\text{I.63})$$

Maintenant, nous réécrivons les quantités entre parenthèses sous la forme:

$$I = E_{0x}^2 + E_{0y}^2$$

$$Q = E_{0x}^2 - E_{0y}^2$$

$$(\text{I.64})$$

$$U = 2E_{0x} E_{0y} \cos \delta$$

$$V = 2E_{0x} E_{0y} \sin \delta$$

En définitive, on aura :

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2 \quad (\text{I.65})$$

I , Q , U et V s'appellent les paramètres de Stokes qui décrivent l'état de polarisation des ondes électromagnétiques, le premier paramètre I représente l'intensité totale de la lumière, le deuxième paramètre Q décrit la polarisation linéaire verticale ou horizontale, le troisième paramètre U caractérise la polarisation linéaire à 45° ou -45° , le dernier paramètre caractérise la polarisation circulaire gauche ou droite

Chapitre-I Rappel sur le rayonnement électromagnétique

contenue dans la lumière. Notons que les quatre paramètres de Stokes sont exprimés en terme d'intensité et nous soulignons encore que ce sont quantités réelles.

Nous pouvons même représenter les paramètres de Stokes en fonction des amplitudes complexes à la place des amplitudes maximales comme suit:

$$E_x = E_{0x} \exp(i\gamma_x)$$

(I.66)

$$E_y = E_{0y} \exp(i\gamma_y)$$

On aura donc le système d'équation suivant:

$$I = E_x E_x^* + E_y E_y^*$$

$$Q = E_x E_x^* - E_y E_y^*$$

(I.67)

$$U = E_x E_y^* + E_y E_x^*$$

$$V = i(E_x E_x^* - E_y E_y^*)$$

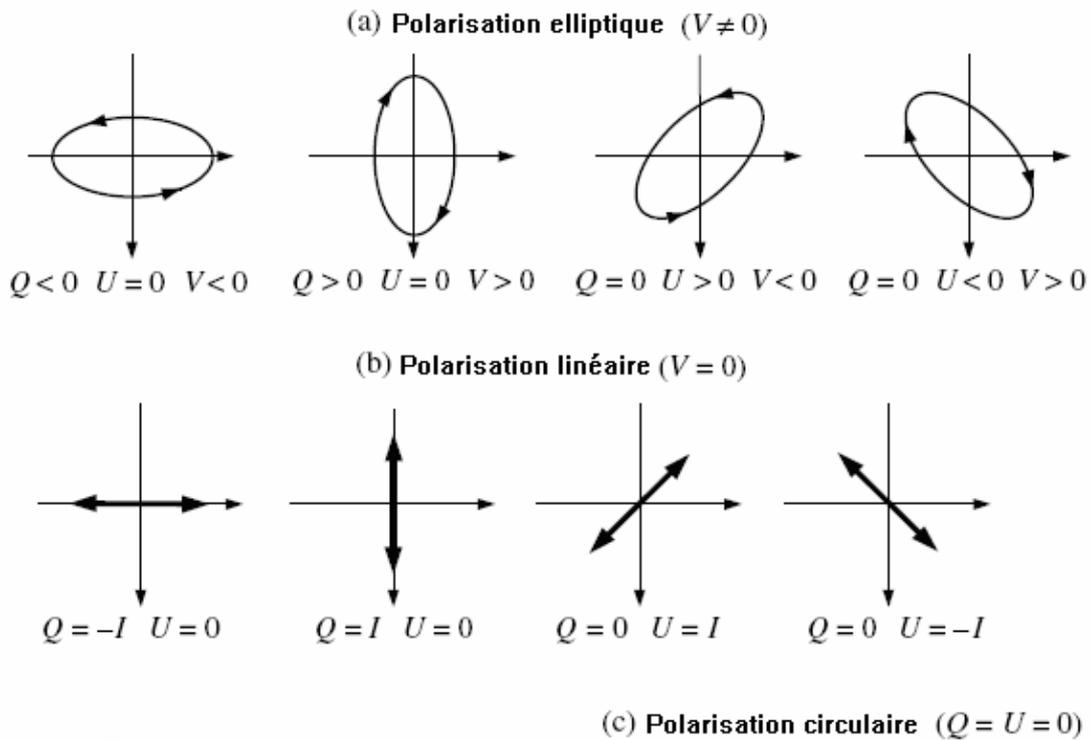


figure I.4

Shéma représentatif des trois états de polarisation possibles d'une radiation électromagnétique.

(a): Polarisation elliptique

(b): Polarisation linéaire

(c): Polarisation circulaire

Michael I.Mishchenko et al [1]

En outre, ces paramètres jouissent de l'importante propriété d'additivité, principalement utilisée lorsque nous avons affaire à une superposition de plusieurs millions d'ondes planes avec des phases différentes, Van de Hulst [22].

Les paramètres de Stokes dans ce cas s'expriment comme la somme de tous les paramètres caractérisant chaque onde:

$$I = \sum I_i, \quad Q = \sum Q_i, \quad U = \sum U_i, \quad V = \sum V_i \quad (\text{I.68})$$

Où i , signifie chaque onde plane indépendante

Si nous avons maintenant une lumière partiellement polarisée. Les relations données par (I.68) continuent à être valides pour des intervalles de temps très courts. Les amplitudes et les phases fluctuent lentement, et ou dans ce cas nous pouvons utiliser l'inégalité de Schwarz qui montre que quelque soit l'état de polarisation de la lumière les paramètres de Stokes satisfont toujours la relation suivante:

$$I^2 \geq Q^2 + U^2 + V^2 \quad (\text{I.69})$$

L'égalité s'applique à une lumière complètement polarisée et l'inégalité concerne le cas d'une lumière partiellement polarisée ou carrément dépolarisée.

A cet égard, nous devons définir un degré de polarisation susceptible de caractériser l'état de polarisation de chaque lumière, pour se faire on donne la relation:

$$P = \frac{(Q^2 + U^2 + V^2)^{\frac{1}{2}}}{I} \quad (\text{I.70})$$

$$\text{Avec} \quad 0 \leq P \leq 1 \quad (\text{I.71})$$

$P=1$ correspond à une lumière complètement polarisée

$P=0$ correspond à une lumière dépolarisée

$0 < P < 1$ correspond à une lumière partiellement polarisée

I-6-2 Matrice de Mueller

Dans le précédent paragraphe, nous nous sommes intéressés aux propriétés fondamentales de la lumière polarisée. Dans ce paragraphe nous retournons notre attention à l'étude de l'interaction de la lumière avec un aérosol qui pourrait changer son état de polarisation. On introduit la matrice représentative des paramètres de Stokes qui s'énonce comme suit. Etant donnée une lumière incidente caractérisée par les paramètres de Stokes I_0 , Q_0 , U_0 et V_0 . Après avoir interagie avec une particule quelconque, la lumière émergente sera elle aussi caractérisée par un nouvel ensemble

Chapitre-I Rappel sur le rayonnement électromagnétique

de paramètres de Stokes I , Q , U et V . Vu la linéarité du milieu (aérosol), nous supposons que chaque paramètre de Stokes de la lumière émergente peut être exprimé comme une combinaison linéaire des quatre paramètres de Stokes de la lumière incidente suivant la relation de Mueller, Dennis Goldstein [18].

$$\begin{aligned}
 I &= S_{11}I_0 + S_{12}Q_0 + S_{13}U_0 + S_{14}V_0 \\
 Q &= S_{21}I_0 + S_{22}Q_0 + S_{23}U_0 + S_{24}V_0 \\
 U &= S_{31}I_0 + S_{32}Q_0 + S_{33}U_0 + S_{34}V_0 \\
 V &= S_{41}I_0 + S_{42}Q_0 + S_{43}U_0 + S_{44}V_0
 \end{aligned} \tag{I.72}$$

Ou encore sous forme matricielle:

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{pmatrix} \tag{I.73}$$

C'est une matrice de 4*4 éléments, elle est dite la matrice de Mueller qui relie les états de polarisation de l'onde incidente et émergente lors d'une interaction avec la matière. En effet l'interaction d'une onde électromagnétique avec la matière est suivie pratiquement d'un changement de l'état de polarisation qui s'explique par la modification des phases et des amplitudes, changement de la direction des composantes orthogonales de l'onde électromagnétique et la conversion d'énergies de l'onde en question, Dennis Goldstein [18].

Dans le cas de la diffusion par une particule sphérique isolée en suspension, la matrice de Mueller est souvent appelée la matrice de phase de la diffusion et ces 16 éléments ne seront pas tous indépendants, seulement 7 entre eux sont indépendants grâce à certaines relations de symétries, Van de Hulst [22].

Après avoir fait un rappel sur le rayonnement électromagnétique et son formalisme mathématique. Nous allons dans le chapitre suivant apporter des éclaircissements sur les différents types d'aérosols existants dans l'atmosphère terrestre afin de pouvoir étudier l'interaction lumière-matière.

Chapitre-II Aérosols atmosphériques, classification et fonctions de distribution de taille

Les aérosols sont des petites particules en suspension dans l'air dont la taille s'étend du $10^{-3} \mu$ à $10^2 \mu$. A l'instar des gaz à effet de serre, les aérosols jouent un rôle important dans le bilan radiatif de l'atmosphère. Toutefois ce rôle est mal quantifié jusqu'à présent ce qui justifie l'intensification des efforts consacrés à leur étude. Les propriétés optiques sont déterminées à partir de leurs concentrations, tailles, compositions chimiques, formes et structures interne. Plus la taille des aérosol est importante plus leur temps de résidence dans l'atmosphère est court, car ils seront plus sensible à la sédimentation gravitationnelle. Toutes ces caractéristiques varient en fonction de l'espace et le temps, à tout moment de nouvelles particules peuvent pénétrer ou quitter le volume atmosphérique de contrôle, en outre elles peuvent se former à l'intérieur de ce volume par le processus de conversion (gaz-particules).

Il existe trois principales sources de particules dans l'atmosphère terrestre, les particules peuvent accéder à l'atmosphère par la surface terrestre (par exemple, la poussière et les sels marins), comme elles peuvent être créées dans l'atmosphère par les conversions (gaz-particules), certaines particules entrent dans l'atmosphère de l'espace extérieur (aérosol cosmique). Le tableau ci-dessous donne les différentes quantités d'aérosols émises par an.

types d'aérosols	Emission (10^6 tonnes par an)
Sels marins	500-2000
Aérosols formés a l'atmosphère à partir des phases gazeuses	345-2080
Poussières	7-1800
Aérosols biologiques	80
Fumée des forêts brûlées	5-150
Aérosols volcaniques	4-90
Aérosols anthropiques	181-396

Tableau n°: II.1 Emissions des principaux types d'aérosols

Pour une bonne simulation de la propagation de la lumière dans l'atmosphère, il faudrait bien connaître les propriétés microphysiques des aérosols et leurs types dans le canal de propagation, c'est rarement connu à l'avance, par conséquent certain

Chapitre-II Aérosols atmosphériques, classification et fonctions de distribution de taille

nombre de modèles ont été proposé pour définir les caractéristiques microphysiques moyennes des aérosols en fonction de la zone géographique, l'altitude et la saison, Alexander A. Kokhanovsky [9].

Il est important de se disposer d'une classification des principaux types d'aérosols, ensuite ces types seront utilisés comme bases de données pour le développement des modèles optiques. Les aérosols atmosphériques sont généralement classés en fonction de leur origine et de leur composition chimique, les principaux types d'aérosols et leur quantités d'émission sont présentés au tableau (n°: II.1)

II- Classification des aérosols atmosphériques

Dans cette section nous présentons les différents types d'aérosols dont nous les regroupons en un seul titre. A l'exception des aérosols de poussière qui existent de façon quasi permanente dans notre région (Constantine). Ainsi qu'il nous a été fourni des données sur leurs indices de réfraction (tableau n° II.3), nous allons les discuter séparément.

II-2 Différents types d'aérosol

A / Aérosol des sels marins (ASM)

Proviennent de la surface océanique en raison des phénomènes de rupture des vagues, les plus grandes chutes de gouttelettes sont proches de leurs zones d'origine, seules les plus petites particules d'aérosols formées par l'éclatement des Bulles ($1 \mu\text{m}$ à peu près) qui sont d'une importance primordiale pour les propriétés atmosphériques. Ces particules peuvent exister dans l'atmosphère pendant une longue période, elles ont même été identifiées dans des endroits très lointains de leurs sources d'émission. La forme des sels marins dépend de l'humidité, des particules cubiques (voir Figure II.1). Sont disponibles à faible taux d'humidité, ceci est dû à la structure cubique de chlorure de sodium (Na Cl) qui est considéré comme le principal constituant des ASM, le Na-Cl dissout facilement dans l'eau, par conséquent les formes cubiques se transforment en formes sphériques dans les conditions de haute humidité. Il est difficile de construire un modèle optique universel des ASM en raison de l'influence considérable de formes sur le processus d'interaction de la lumière avec ces particules, au moins deux modèles optiques des ASM sont nécessaires (C'est-à-dire, pour le faible et fort taux d'humidité). Un autre problème est lié au fait que les sels marins ne

Chapitre-II Aérosols atmosphériques, classification et fonctions de distribution de taille

sont pas uniformément distribués dans l'atmosphère à cause de l'attraction des molécules d'eau dans les domaines de forte humidité, la concentration des molécules de (Na Cl) est très proche du centre des particules par rapport à sa périphérie, cela conduit à la nécessité de tenir compte de l'inhomogénéité de l'ensemble des particules dans les études théoriques des caractéristiques de caractérisation.

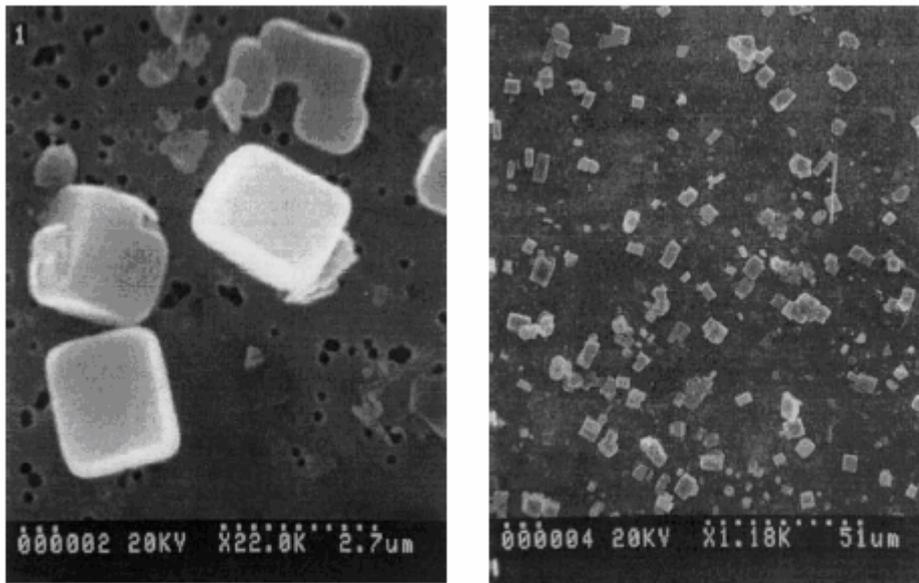


Figure II.1

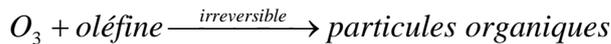
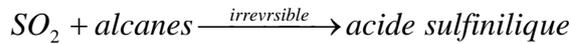
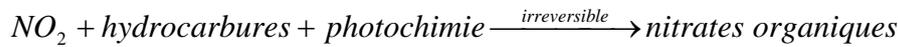
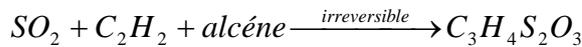
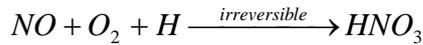
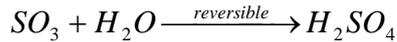
Photographie électronique à balayage des sels marins séchés recueillis à Mace Head sur la cote ouest d'Irlande (Chamaillard et al. 2003)

De manière générale ces particules d'aérosols n'existent pas en isolement, elles interagissent avec les gouttelettes de nuages, les cristaux de glace et même entre elles en formant des coagulations et des coalescences qui sont d'une grande importance pour la science de l'atmosphère, Alexander A. Kokhanovsky [9].

B / Aérosols secondaires (AS)

Proviennent de l'atmosphère, dus au processus de conversion (gaz-particules). La plupart de ces aérosols sont composés des sulfates et des nitrates aussi bien que de diverses substances organiques provenant par exemple des gaz émis par les plantes. Les AS peuvent apporter une grande contribution à la masse totale de l'ensemble des aérosols, en particulier le SO_2 qui est oxydé en H_2SO_4 avec un taux de conversion influencé par la présence d'ions de métaux lourds (Fe, Mn, V). Certaines réactions chimiques sont proposées comme suit:

Chapitre-II Aérosols atmosphériques, classification et fonctions de distribution de taille



Ces particules sont principalement générées sous formes sphériques avec des répartitions de tailles logarithmiques, leur concentration est habituellement dans la gamme de 3000 à 7000 cm^{-3} , elle peut même atteindre les 15000 cm^{-3} et parfois jusqu'au-dessus de cette valeur pour une forte pollution (par exemple, l'émission de gaz anthropiques renforcées), les paramètres mentionnés en haut peuvent varier considérablement en fonction de l'humidité. Ces aérosols se retrouvent dans toute notre atmosphère terrestre et jouent un rôle appréciable dans le programme prévisionnel global contre ces derniers. Un mélange des AS avec ceux qui sont générés à la surface (ASM, DA) à diverses concentrations peuvent expliquer la plupart des phénomènes optiques liés à la propagation de la lumière dans une atmosphère claire. Il a été estimé que près de 780000000 tonnes d'aérosols secondaires sont produits chaque année avec presque la même quantité pour la production combinée des aérosols provenant de la surface (500 millions de tonnes de sels marins et 250 millions tonnes de poussières). Cela donne environ 1,5 10⁹ tonnes par an. Supposant maintenant que la densité de ces aérosols est 1.5 $g.cm^{-3}$, nous constatons que l'ensemble des aérosols produits par an occupera environ 1 Km^3 de volume, en ajout des émissions anthropiques (environ 10%), les incendies de forêt, les volcans et les autres sources d'aérosols, le volume augmentera jusqu'à un petit nombre d'une échelle planétaire, c'est la dispersion des aérosols en de minuscules particules bien séparés, ce qui les rend si importants en masse et transfert d'énergie dans l'atmosphère terrestre, Alexander A. Kokhanovsky [9].

C / Aérosols biologiques (AB)

Se caractérisent par l'extrême diversité de taille et l'énorme hétérogénéité, les matières biologiques sont présentes dans l'atmosphère sous forme de pollens, spores fongiques,

Chapitre-II Aérosols atmosphériques, classification et fonctions de distribution de taille

bactéries, virus, insectes, fragments de plantes et d'animaux, etc. La concentration volumétrique des bios aérosols dépend de la saison, l'emplacement et la hauteur du volume d'échantillonnage avec des petites valeurs aux altitudes les plus élevées et même dans les périodes hivernales. Les bio aérosols peuvent occuper jusqu'à 30% du volume total des aérosols atmosphériques à un endroit donné en particulier dans les zones reculées du continent, leur concentrations est de trois fois moins petite dans les environnements marins, néanmoins les AB produits à l'intérieur de ces régions marines peuvent parcourir de longues distances en raison de leur faible densité.

Le pollen a été collecté à des milliers de kilomètres de sa source. Il est d'ailleurs utilisé pour l'identification de l'origine de la masse d'air à un endroit donné

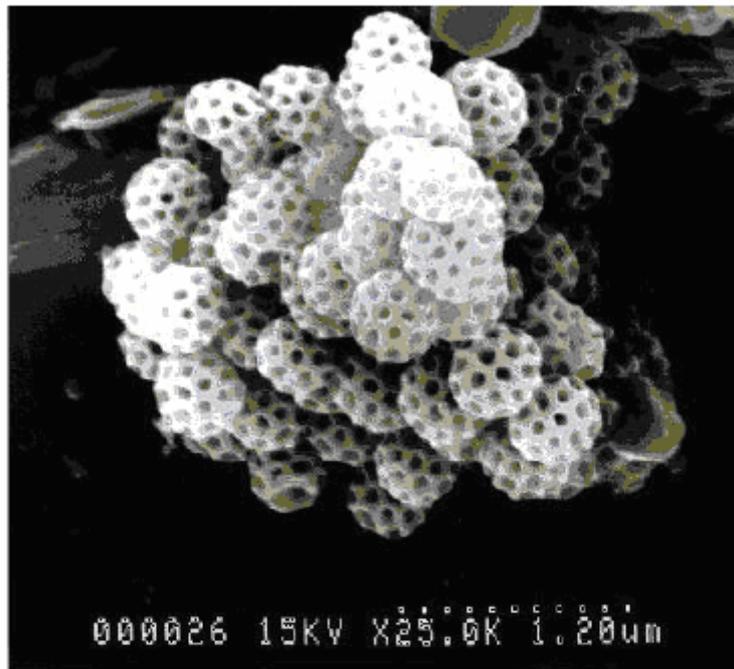


Figure II.2

Photographie électronique à balayage d'un amas de virus collectés sur un filtre à particule, M. Jérôme Kasparian [55]

Certains nombres de spores de moisissures ont été identifiés à 11km d'hauteur atmosphérique, donc les AB sont répandus et occupent avec des proportions différentes l'ensemble de la troposphère. Les tailles typiques de certaines espèces biologiques sont présentées au tableau n°: II.3. Il en découle que les tailles des virus et

Chapitre-II Aérosols atmosphériques, classification et fonctions de distribution de taille

les bactéries sont plus petites ce qui permet de faciliter leur pénétration dans les systèmes respiratoires des animaux et des humains. Contrairement le pollen est de taille plus grande et régies par d'autres fonctions biologiques. Les virus et les bactéries peuvent être attachées à d'autres aérosols (par exemple, la poussière, le pollen, les spores) et parcourent de longues distances en utilisant d'autres particules comprises les gouttelettes nuageuses comme moyen de transport. Les rayons des AB sont indiqués au tableau ci-dessous, Alexander A. Kokhanovsky [9].

Aérosols biologiques	Rayon (μm)
Virus	0.05-0.15
Bactéries	00.1-4.0
Spores fongiques	0.5-15.0
Pollen	10.0-30.0

Tableau n°: II.2 aérosols biologiques et leurs rayons

D / Aérosols de Fumée (AF)

Ils sont originaires des feux de forêts, de l'herbe et d'autre types d'incendies qui produisent environ 5000000 tonnes de AF par année. C'est un petit nombre par rapport à la charge d'autres aérosols, cependant, les AF réduisent la visibilité et modifient l'équilibre thermique de l'atmosphère. Des effets climatiques mondiaux dus généralement aux larges valeurs d'absorption de la lumière par les aérosols de fumée particulièrement le noir de carbone par rapport aux aérosols d'autres espèces.

Les influences de ce dernier sur le bilan radiatif planétaire sont devenues un sujet de débats très chaud dans la recherche scientifique moderne. car il a été constaté que les aérosols transportés vers l'arctique des zones fortement polluées en Europe peuvent conduire à une diminution dans l'albédo planétaire à cause des effets de l'absorption atmosphérique et aussi en raison de l'augmentation absorptive de la neige et la glace polluées. Il a été constaté que la neige salée modifie l'albédo de la planète et apporte une contribution importante au réchauffement climatique terrestre. Les AF peuvent entraîner un certain nombre d'effets optiques spectaculaires dans l'atmosphère tels que la lune et le soleil bleu van de Hulst [22]. Les procédés de combustion produisent d'énormes nombres de petites particules avec un rayon inférieur $0,1 \mu m$, d'autres particules dont le mode d'accumulation est ($0.1-1 \mu m$), et des géantes particules avec des rayons au-dessus de $1 \mu m$. Les suies sont souvent assemblées comme des chaînes de structures, ce qui rend impossible l'utilisation des modèles sphériques dans

Chapitre-II Aérosols atmosphériques, classification et fonctions de distribution de taille

l'estimation de leurs propriétés. L'indice de réfraction des suies varie en fonction de leurs structures et leurs chaînes de production. Des résultats obtenus pour l'indice de réfraction des suies sont indiqués au tableau n°: II.2 qui peuvent être utilisés pour des raisons de modélisation tout en tenant compte des grandes incertitudes notamment en ce qui concerne la partie imaginaire de l'indice de réfraction.

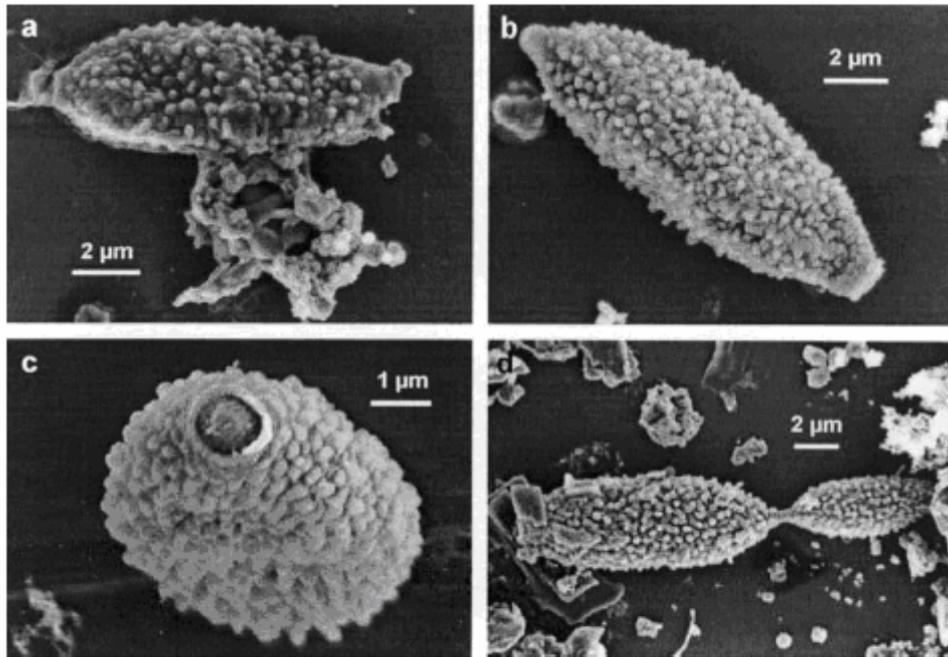


Figure II.3

Photographie électronique à balayage des espèces de champignons à condie (Wittmack et al. 2005)

E / Aérosols volcaniques (AV)

Proviennent des activités volcaniques donnant naissance à plusieurs particules primaires et gaz (soufre gazeux). La plupart des particules éjectées par les volcans (cendres et poussières) sont des substances minérales insolubles dans l'eau, des silicates et des oxydes métalliques tels que: SiO_2 , Al_2O_3 , Fe_2O_3 qui restent principalement dans la troposphère. Le montant estimatif des flux de poussières est de 30 Tg par an, cette estimation représente des activités éruptives continues qui sont d'environ deux fois plus petite que les émissions poussiéreuses. Les sources volcaniques peuvent causer un important fardeau pour les changements d'aérosols sulfatés dans la haute troposphère, étant susceptible d'agir en qualité sur la condensation des particules de glace et représentent donc un grand potentiel de

Chapitre-II Aérosols atmosphériques, classification et fonctions de distribution de taille

forçage d'un risque radiatif indirect, l'appui de cette assertion réside dans la preuve de formation des cirrus volcaniques d'aérosols, certaines données relient la variabilité interannuelle des hauts niveaux nuageux avec les volcans actifs (explosifs).

Les éruptions volcaniques peuvent avoir un grand impact sur les quantités d'aérosols stratosphérique, les émissions volcaniques suffisamment cataclysmiques pour pénétrer la stratosphère sont rares, la durée de vie des grosses particules de la stratosphère (poussières et cendres) n'est que d'environ 1-2 mois, néanmoins les effets transitoires climatiques ont de grandes tendances dans les périodes d'éruptions qui pourront conduire à des changements de température importants à la surfacique terrestre.

Les émissions de soufre provenant des volcans ont un effet de longue durée sur les quantités d'aérosols stratosphériques, elles interviennent surtout sous forme de SO_2 , certaines espèces de soufre peuvent se présenter dans les panaches volcaniques, principalement les aérosols de SO_4^{2-} et H_2S , il a été estimé que la quantité de ces deux derniers est communément moins de 1% du total, même si elle peut dans certains cas atteindre les 10 à 20%. Les calculs globaux du modèle climatique ont suggéré que l'effet radiatif du sulfate volcanique n'est que légèrement inférieur à celui des sulfates anthropiques, même si les capacités des sources anthropiques de SO_2 est environ cinq fois plus grand. Les aérosols sulfatés conduit généralement à un refroidissement du système climatique, par conséquent, des études théoriques sont en cours quant la possibilité de pouvoir produire artificiellement ces AV dans la stratosphère afin de ralentir l'actuelle tendance du réchauffement planétaire. Les avantages et les inconvénients de tels efforts doivent être soigneusement examinés avant d'entrer dans le domaine de la modification artificielle climatique, Alexander A. Kokhanovsky [9].

F / Aérosols anthropiques (AA)

Ils sont constitués à la fois des particules primaires (les gaz d'échappement, les poussières) et les particules secondaires formées par les émissions anthropiques,

Les particules secondaires liquides sont très petites et leurs formes peuvent être approchées à des sphères, toutefois une grande partie de la masse des aérosols anthropiques est représentée par une grande forme irrégulière de particules, comme illustré à la figure n°: II.4.

Chapitre-II Aérosols atmosphériques, classification et fonctions de distribution de taille

Les aérosols anthropiques contribuent à environ de 10% de la charge totale des aérosols, sachant que leurs émissions ne se sont pas produites avant l'ère d'existence humaine. L'influence de cette petite contribution (mais croissante) sur le système climatique n'est pas exactement connu et devra être bien appréciée dans les futures investigations scientifiques.

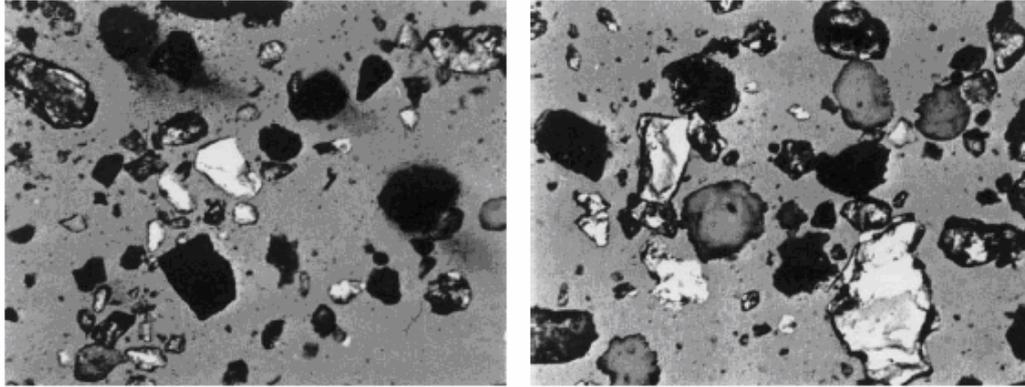


Figure II.4

Photographie électronique à balayage d'un échantillon qui contient : des boules blanches de carbonate de sodium, fibres de papier, fibres de verre, poussière de ciment, poussière de carbone, olivines, suies et du bois brûlé (Mc crone et al. 1967)

Nous montrons juste en bas des émissions d'aérosols couplés à leurs périodes préindustrielles et actuelles comme suit

- * le carbone noire : 7,5 (2,1) Tg de carbone par an
- * les anthropiques de SO_2 : 73 (2,4) Tg soufre par an
- * les oxyde de carbone: 1052 (219) Tg de carbone par an
- * les NO_x : 45 (9) Tg d'azote par an
- * les NH_4 : 44 (7) Tg par an
- * les composés organiques volatils (COV): 251 (97) Tg de carbone par an
- * les aérosols organiques primaires: 44 (29) Tg par an
- * les CH_2O : 19 (2) Tg par an
- * les COV aromatiques: 14 (0) Tg par an

Les chiffres entre parenthèses donnent les émissions préindustrielles (1860) des correspondantes substances, ces chiffres sont plus petits par rapport aux aérosols de poussière (1704 Tg / an), particulièrement les émissions des aérosols des sels marins (7804 Tg / an). Les changements dans les traces de gaz peuvent avoir des conséquences négatives considérablement conduisant à la déstabilisation du système climatique en provoquant un réchauffement planétaire global avec une irréversibilité

Chapitre-II Aérosols atmosphériques, classification et fonctions de distribution de taille

du processus dans le système (terre, atmosphère), par conséquent il est d'importance de suivre les colonnes verticales des traces de gaz et leurs concentrations à une échelle mondiale tout en faisant des mesures par satellite. Il convient bien de souligner que l'augmentation des concentrations de gaz conduira à une plus grande absorption atmosphérique et donc un réchauffement climatique certain. Les aérosols pourraient augmenter ou diminuer le niveau de la réflexion de la lumière qui dépend de l'albédo terrestre, par exemple pour un faible albédo typiquement la caractérisation des océans et les végétations sombres dans le visible, les aérosols anthropiques provoquent une augmentation de l'albédo planétaire et donc un refroidissement, Alexander A. Kokhanovsky [9].

II-2 Aérosols de poussière (AP)

Proviennent de la surface terrestre, ils sont composés de particules solides, la plupart des particules sont à base de Silice qui n'est pas soluble dans l'eau, leurs changements dramatiques de la forme et de la structure dans les domaines humides sont des événements rares comparativement aux aérosols des sels marins.

Les minéraux de base peuvent être couverts d'une pellicule d'eau ou une coque de glace dans les conditions de haute humidité, cela permettra de modifier les propriétés optiques de ces particules solides.

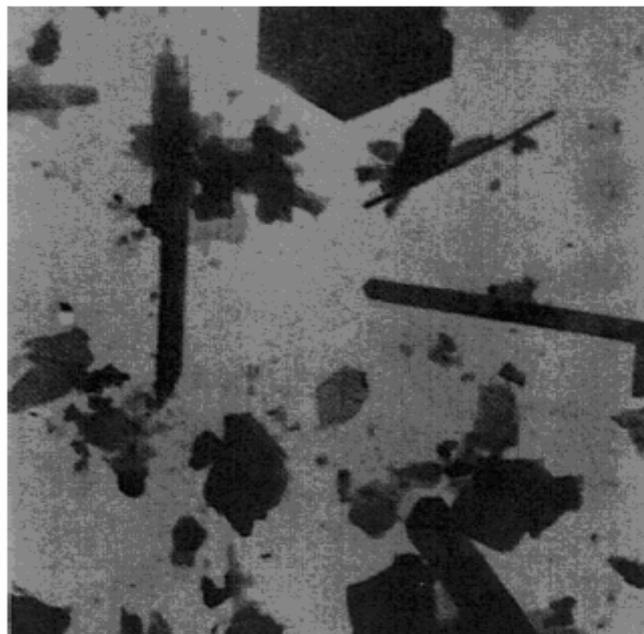


Figure II.5

Photographie électronique à balayage des aérosols de poussière (Kalashnikova et Sokolik. 2004).

Chapitre-II Aérosols atmosphériques, classification et fonctions de distribution de taille

Les particules mouillées ont généralement un plus faible indice de réfraction par rapport à celles des conditions sèches, par conséquent l'effet de l'humidité ne peut pas être totalement négligé, contrairement au cas des sels marins, la non sphéricités des AP doit être prise en compte, ce qui rend difficile la modélisation de leurs propriétés optiques. La solution numérique du problème de la diffusion des ondes électromagnétiques par les AD en suspension peut être obtenue pour un grand nombre de formes de particules, la principale difficulté à ce stade, c'est comment tenir compte de la diversité de formes dans un nuage de poussière où presque chaque particule possède une forme unique (voir Figure II.5).

En effet, beaucoup de modèles grossiers sont utilisés pour la modélisation des propriétés optiques des AP. Il est souvent supposé que les AP sont des sphères caractérisées par leurs tailles et leurs valeurs de la partie réelle de l'indice de réfraction qui est proche de 1,5 dans le domaine visible (par exemple, de 1,53 à 550 nm) et diminuent quand on se rapproche du domaine infrarouge. Les valeurs de la partie imaginaire sont souvent présumées être égale à 0,008 dans le visible et proche de l'infrarouge. Il faut se rappeler cependant que ces paramètres peuvent changer considérablement à cause des différents endroits. Quelques données de l'indice de réfraction des AP sont résumées dans le tableau n°: II.2. Les bases de données complètes des indices de réfraction des aérosols peuvent être trouvés à <http://irina.eas.gatech.edu/data-ref-ind.htm>

<http://www.astro.spbu.ru/staff/ilin2/ilin.html>, Alexander A. Kokhanovsky [9].

$\lambda(nm)$	m_r	m_i	m_r	m_i	m_r	m_i	m_r	m_i
300	1,40	$8,5 \cdot 10^{-7}$	1,53	$8,0 \cdot 10^{-3}$	1,53	$8,0 \cdot 10^{-3}$	1,47	0,47
400	1,39	$9,9 \cdot 10^{-9}$	1,53	$8,0 \cdot 10^{-3}$	1,53	$5,0 \cdot 10^{-3}$	1,75	0,46
550	1,38	$4,3 \cdot 10^{-9}$	1,53	$8,0 \cdot 10^{-3}$	1,53	$6,0 \cdot 10^{-3}$	1,75	0,44
694	1,38	$5,0 \cdot 10^{-8}$	1,53	$8,0 \cdot 10^{-3}$	1,53	$7,0 \cdot 10^{-3}$	1,75	0,43
860	1,37	$1,1 \cdot 10^{-6}$	1,52	$8,0 \cdot 10^{-3}$	1,52	$1,2 \cdot 10^{-2}$	1,75	0,43
1060	1,37	$6,0 \cdot 10^{-5}$	1,52	$8,0 \cdot 10^{-3}$	1,52	$1,7 \cdot 10^{-2}$	1,75	0,44
1300	1,37	$1,4 \cdot 10^{-4}$	1,46	$8,0 \cdot 10^{-3}$	1,51	$2,0 \cdot 10^{-2}$	1,76	0,45
1800	1,35	$3,1 \cdot 10^{-4}$	1,33	$8,0 \cdot 10^{-3}$	1,46	$1,7 \cdot 10^{-2}$	1,79	0,48
2000	1,35	$1,1 \cdot 10^{-3}$	1,26	$8,0 \cdot 10^{-3}$	1,46	$8,0 \cdot 10^{-3}$	1,80	0,49
2500	1,31	$2,4 \cdot 10^{-3}$	1,18	$9,0 \cdot 10^{-3}$	1,42	$1,2 \cdot 10^{-2}$	1,83	0,51

Tableau n°: II.3 Indices de réfraction $m = m_r - im_i$ des océans (sels marins), de l'eau insoluble (principalement les aérosols de poussière), de l'eau soluble (les sulfates, nitrates,...) et les suies d'aérosols respectivement.

II-2 Fonctions de distribution de taille

Les répartitions des aérosols atmosphériques sont très variables et dépendent à la fois de la zone géographique, la source d'émission, la saison et la dynamique de l'atmosphère. La détermination des proportions de différents types d'aérosols à un endroit et à un moment donné, n'est donc pas aisée. Néanmoins, un certain nombre de modèles ont été établis afin de caractériser les propriétés optiques moyennes de la population d'aérosols selon le type. Parmi ces modèles on cite, Alexander A. Kokhanovsky [9-23]:

II-2-1 Distribution normale

La distribution normale est une fonction statistique permettant la description des aérosols en terme de répartition. Son expression est la suivante:

$$n(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_g} \exp\left(-\frac{(r - r_m)^2}{2}\right) \quad (\text{II-1})$$

Avec:

$$r_m : \text{Rayon médian} \quad (\text{II-2})$$

$$\sigma_g : \text{Déviation standard géométrique} \quad (\text{II-3})$$

Le nombre total de la concentration des aérosols est donné par.

$$N_0 = \int_{r_1}^{r_2} n(r) dr \quad (\text{II-4})$$

II-2-2 Distribution gamma

La fonction Gamma est une fonction théorique utilisée pour représenter la distribution de taille des aérosols, son expression mathématique est la suivante:

$$n(r) = B r^\mu \exp(-\mu(r / r_0)) \quad (\text{II.5})$$

Où

$$B = \frac{\mu^{\mu+1}}{r_0^{\mu+1} \Gamma(\mu + 1)} \quad (\text{II.6})$$

B : Une constante de normalisation.

$$\Gamma(\mu + 1) : \text{Fonction gamma. Avec, } \Gamma(\mu) = \int_0^{\infty} x^{\mu-1} e^{-x} dx \quad (\text{II.7})$$

$$\text{Autrement écrit, } \Gamma(\mu + 1) = \mu! \quad (\text{II.8})$$

On définit rayon effectif r_{eff} et variance effective V_{eff} comme suit, Alexander

A. Kokhanovsky [9-23]:

$$r_{eff} = r_0 \left(1 + \frac{3}{\mu} \right) \quad (\text{II.9})$$

$$V_{eff} = \sqrt{\frac{1}{\mu + 1}} \quad (\text{II.10})$$

II-2-3 Distribution log-normal

La fonction de distribution log-normal n'est qu'une distribution normale exprimée en logarithme du rayon plutôt que le rayon lui-même. Il s'agit d'une fonction analytique permettant de représenter la répartition en taille des aérosols. Plusieurs fonctions ont été proposées précédemment mais, celle qui mieux adaptée aux aérosols et sera utilisée dans cette étude est la distribution log-normal (LND). La distribution log-normal n'est qu'une distribution normale, exprimée en logarithme.

$$n(r) = \frac{1}{r \ln \sigma_g \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\ln^2(r/r_m)}{2 \ln^2 \sigma_g}\right) \quad (\text{II.11})$$

$n(r)$: Nombre de particule par unité de volume dont le rayon est compris entre r et $r + dr$

r_m : Rayon médian.

σ_g : Déviation standard géométrique de distribution (largeur de distribution).

On définit la concentration totale des aérosols

$$N_0 = \int_{r_1}^{r_2} n(r) dr \quad (\text{II.12})$$

D'un point de vue radiatif, un aérosol sphérique diffuse la lumière proportionnellement à sa section efficace πr^2 . Par conséquent on attribue deux grandeurs granulométriques effectives pour représenter l'impact radiatif d'une population d'aérosols, Alexander A. Kokhanovsky [9-23].

$$r_{eff} = \frac{\int_{r_1}^{r_2} r^3 n(r) dr}{\int_{r_1}^{r_2} r^2 n(r) dr} \quad (\text{II.13})$$

Chapitre-II Aérosols atmosphériques, classification
et fonctions de distribution de taille

$$V_{eff} = \frac{\int_{r_1}^{r_2} (r - r_{eff})^2 r^2 n(r) dr}{r_{eff}^2 \int_{r_1}^{r_2} r^2 n(r) dr} \quad (\text{II.14})$$

r_{eff} : Rayon effectif

V_{eff} : Variance effective

r_1, r_2 sont respectivement les rayons minimum et rayon maximum de la distribution.

Avec une granulométrie LND, cela donne, Alexander A. Kokhanovsky [9.23]. :

$$r_{eff} = r_m \exp(2.5 \ln^2 \sigma_g) \quad (\text{II.15})$$

$$V_{eff} = \exp(\ln^2 \sigma_g) - 1 \quad (\text{II.16})$$

Les propriétés radiatives d'une granulométrie sont plus proches de celle d'une particule moyenne de rayon r_{eff} que de celle d'une particule de rayon r_1, r_2 ou r_m .

Le tableau suivant donne quelques valeurs mesurées de la déviation géométrique standard σ_g et le diamètre médian D_m selon plusieurs auteurs.

$D_m (\mu m)$	σ_g
Patterson and Gillette (1977)	
0.08169	1.88
0.8674	2.2
28.65	1.62
Shettle (1984)	
0.003291	1.89
0.5972	2.0
7.575	2.13
Balkanski et al. (1996)	
0.1600	2.1
1.401	1.90
9.989	1.60

Tableau n°: II.4 Valeurs mesurées de σ_g et D_m pour les aérosols de poussière.

Ce chapitre a été entièrement consacré aux aérosols atmosphériques. Dans lequel nous avons fourni une bonne classification des aérosols, suivie de leurs fonctions de distributions de taille, pour bien simplifier l'adaptation de la théorie de Mie à un ensemble d'aérosols qui constituera l'axe principal dans le chapitre qui suit.

Chapitre-III Théorie de Mie

La détermination des propriétés optiques des aérosols atmosphériques nécessite une bonne compréhension de l'interaction lumière-particule. La théorie permettant de décrire cette interaction est connue sous le nom de la théorie rigoureuse de la diffusion de Mie qui peut être appliquée aux aérosols, ces derniers peuvent être considérés comme composés sphériques, isotropes, linéaires et homogènes, Kerker [25].

III-1 Formulation du problème

Dans sa plus grande généralité le problème de diffusion du rayonnement solaire par un aérosol en suspension s'énonce sous la forme: Etant donné un aérosol de taille, forme, orientation et indice de réfraction supposés connus, illuminé par une lumière monochromatique, quel sera le champ électromagnétique dans l'aérosol et dans le milieu environnant, M. Jérôme Kasparian [55]. Il faudra résoudre l'équation de Helmholtz à l'intérieur et l'extérieur de l'aérosol en associant les conditions de continuité afin d'assurer la conservation de l'énergie à l'interface de discontinuité Sylvain Lecler [56].

III-1-1 Résolution analytique de l'équation de Helmholtz

La résolution analytique de l'équation de Helmholtz s'effectue par plusieurs étapes que nous les expliquons au fur et à mesure.

$$\nabla^2 \begin{bmatrix} E \\ H \end{bmatrix} + k^2 m^2 \begin{bmatrix} E \\ H \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{III.1})$$

On définit le potentiel scalaire ψ qui satisfait l'équation d'onde scalaire (III.1), ce qui donnera l'expression:

$$\nabla^2 \psi + k^2 m^2 \psi = 0 \quad (\text{III.2})$$

On définit également les deux vecteurs harmoniques M_ψ et N_ψ en coordonnées sphériques en fonction du potentiel scalaire ψ et que chacun d'eux satisfait l'équation d'onde vectorielle et possède une divergence nulle, K.N.Liou [9].

Donc les deux vecteurs harmoniques M et N satisfont l'équation de d'onde vectorielle, ils ont une divergence nulle, le rotationnel de M est proportionnel à N , le rotationnel de N est proportionnel à M est donc ils ont des propriétés indispensables pour mieux représenter le champ électromagnétique. La difficulté de résoudre l'équation de d'onde vectorielle se réduit à la résolution d'une simple équation scalaire. Nous appellerons la fonction scalaire la génération des vecteurs harmonique M et N , Bohren and Huffman [2].

$$\begin{aligned} M_\psi &= \nabla \times [u_r(r\psi)] = \left[\frac{\partial}{\partial r} u_r + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} u_\theta + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} u_\phi \right] \times [u_r(r\psi)] \\ &= \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(r\psi)}{\partial \phi} u_\theta - \frac{1}{r} \frac{\partial(r\psi)}{\partial \theta} u_\psi \end{aligned} \quad (\text{III.3})$$

Et

$$\begin{aligned} mkN_\psi &= \nabla \times M_\psi \\ &= r \left[\frac{\partial^2(r\psi)}{\partial r^2} + m^2 k^2(r\psi) \right] u_r + \frac{1}{r} \frac{\partial^2(r\psi)}{\partial r \partial \theta} u_\theta + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2(r\psi)}{\partial r \partial \psi} u_\psi \end{aligned} \quad (\text{III.4})$$

Les termes u_r , u_θ et u_ψ sont des vecteurs unitaires en coordonnées sphériques. Supposons que u et v sont des solutions indépendantes de l'équation d'onde scalaire définie par l'équation (III.2), d'après K.N.Liou [28], les champs électrique et magnétique peuvent s'exprimer en M et N comme suit:

$$E = M_v + iN_u \quad (\text{III.5})$$

$$H = m(M_v - iN_u) \quad (\text{III.6})$$

En remplaçant les vecteurs M_ψ et N_ψ dans les équations (III.5) et (III.6), donc E et H peuvent être écrits explicitement comme suit :

$$\begin{aligned} E &= \frac{i}{mk} \left[\frac{\partial^2(ru)}{\partial r^2} + m^2 k^2(ru) \right] u_r + \left[\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(rv)}{\partial \phi} + \frac{i}{mkr} \frac{\partial^2(ru)}{\partial r \partial \theta} \right] u_\theta \\ &\quad + \left[-\frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial \theta} + \frac{1}{mkr \sin \theta} \frac{\partial^2(ru)}{\partial r \partial \theta} \right] u_\phi \end{aligned} \quad (\text{III.7})$$

$$\begin{aligned} H &= \frac{i}{k} \left[\frac{\partial^2(rv)}{\partial r^2} + m^2 k^2(rv) \right] u_r + \left[-\frac{m}{r \sin \theta} \frac{\partial(ru)}{\partial \phi} + \frac{i}{kr} \frac{\partial^2(rv)}{\partial r \partial \theta} \right] u_\theta \\ &\quad + \left[-\frac{m}{r} \frac{\partial(ru)}{\partial \theta} + \frac{1}{kr \sin \theta} \frac{\partial^2(rv)}{\partial r \partial \theta} \right] u_\phi \end{aligned} \quad (\text{III.8})$$

III-1-2 Résolution analytique de l'équation d'onde scalaire

L'équation d'onde scalaire définie en (III.2), peut s'écrire maintenant en coordonnées sphériques sous la forme suivante:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} + k^2 m^2 \psi = 0 \quad (\text{III.10})$$

Pour résoudre cette équation, on utilise la méthode de séparation des variables en posant, $\psi(r, \theta, \phi) = R(r) \cdot \Theta(\theta) \cdot \Phi(\phi)$ puis l'injecter dans (III.10), pour aboutir à :

$$\frac{1}{r^2} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial R}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{1}{\Theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Theta}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{1}{\Phi} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \phi^2} + k^2 m^2 = 0 \quad (\text{III.11})$$

On multiplie (III.11) par $r^2 \sin^2 \theta$, on obtient

$$\sin^2 \theta \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial R}{\partial r} \right) + \sin \theta \frac{1}{\Theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Theta}{\partial \theta} \right) + k^2 m^2 r^2 \sin^2 \theta + \frac{1}{\Phi} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \phi^2} = 0 \quad (\text{III.12})$$

Les trois premiers termes de l'équation (III.12) sont fonction de r et θ mais pas de ϕ , donc l'unique possibilité pour que (III.12) soit solvable est quand :

$$\frac{1}{\Phi} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \phi^2} = \text{const} = -l^2 \quad (\text{III.13})$$

Où l est un entier (pour des commodités mathématiques).

$$\sin^2 \theta \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial R}{\partial r} \right) + \sin \theta \frac{1}{\Theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Theta}{\partial \theta} \right) + k^2 m^2 r^2 \sin^2 \theta - l^2 = 0 \quad (\text{III.14})$$

On divise (III.14) par $r^2 \sin^2 \theta$ on obtient:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial R}{\partial r} \right) + k^2 m^2 r^2 \frac{1}{\sin \theta} \frac{1}{\Theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Theta}{\partial \theta} \right) - \frac{l^2}{\sin^2 \theta} = 0 \quad (\text{III.15})$$

Ainsi, nous devons avoir:

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + k^2 m^2 = \text{const} = n(n+1) \quad (\text{III.15})$$

$$\text{Et } \frac{1}{\sin \theta} \frac{1}{\Theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) - \frac{l^2}{\sin^2 \theta} = \text{const} = -n(n+1) \quad (\text{III.16})$$

Dans l'ordre de satisfaire l'équation (III.15), la sélection de la constante n est aussi pour des simplicités mathématiques.

Le réarrangement des équations, (III.13), (III.15) et (III.16) mène à la décomposition suivante, Sandra Jacquier [29] :

Equation azimutale:

$$\frac{d^2\Phi}{d\phi^2} + l^2\Phi = 0 \quad (\text{III.17})$$

Dont la solution est donnée comme suit:

$$\Phi = a_l \cos l\phi + b_l \sin l\phi \quad (\text{III.18})$$

a_l et b_l des constants arbitraires

Equation polaire:

$$\frac{1}{\sin\theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin\theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \left(n(n+1) - \frac{l^2}{\sin^2\theta} \right) \Theta = 0 \quad (\text{III.19})$$

Posons $\mu = \cos\theta$, l'équation (III.19) se transforme en:

$$\frac{d}{d\mu} \left((1-\mu^2) \frac{d\Theta}{d\mu} \right) + \left(n(n+1) - \frac{l^2}{1-\mu^2} \right) \Theta = 0 \quad (\text{III.20})$$

Les solutions de cette équation sont polynômes de Legendre associés.

$$\Theta = P_n^l(\mu) = P_n^l(\cos\theta) \quad (\text{III.21})$$

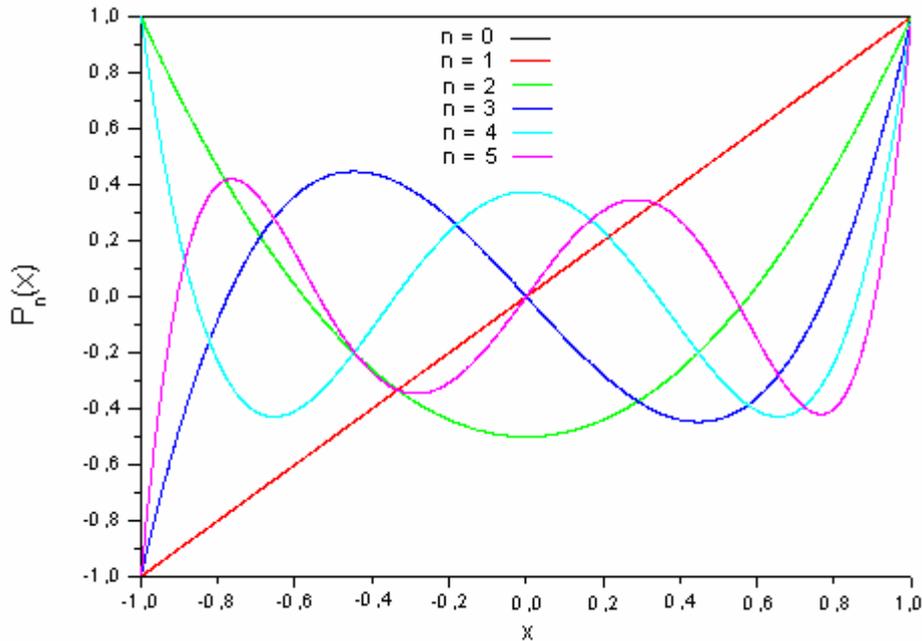


Figure III.1 Les six premiers ordres du polynome de Legendre.

Equation radiale:

$$\frac{d^2(rR)}{dr^2} + \left[k^2 m^2 - \frac{n(n+1)}{r^2} \right] (rR) = 0 \quad (\text{III.22})$$

Dans la possibilité de résoudre l'équation (III.22), nous posons:

$$kmr = \rho \text{ Et } R = (1/\sqrt{\rho})Z(\rho) \quad (\text{III.23})$$

$$\text{On obtient : } \frac{d^2 Z}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dZ}{d\rho} \left[1 - \frac{n(n+1/2)^2}{\rho^2} \right] Z = 0 \quad (\text{III.24})$$

Les solutions de cette équation sont les fonctions de Riccati- Bessel et leurs combinaisons linéaires définies, comme suit:

$$Z = Z_{n+1/2}(\rho) \quad (\text{III.25})$$

Ainsi la solution de (III.24) est:

$$R = \frac{1}{\sqrt{kmr}} Z_{n+1/2}(kmr) \quad (\text{III.25})$$

En combinant les équations (III.18), (III.21) et (III.25), la fonction d'onde élémentaire en tout point de la surface sphérique peut avoir l'expression

$$\psi(r, \theta, \phi) = \frac{1}{\sqrt{kmr}} Z_{n+1/2}(kmr) \cdot P_n^l(\cos \theta) \cdot (a_l \cos l\phi + b_l \sin l\phi) \quad (\text{III.26})$$

Les fonctions de Riccati-Bessel désignées en (III.25), peuvent être formulées comme combinaison linéaire des fonctions de Bessel et Neumann d'ordre demi entier $J_{n+1/2}$ et $N_{n+1/2}$, B.G. Korenev [30], T.M. MacRobert [31].

$$\psi_n(\rho) = \sqrt{\pi\rho/2} J_{n+1/2}(\rho) \text{ Et } \chi_n(\rho) = -\sqrt{\pi\rho/2} N_{n+1/2}(\rho) \quad (\text{III.27})$$

Les fonctions $\psi_n(\rho)$ sont définies à l'origine, tandis que les fonctions $\chi_n(\rho)$ ont des singularités à $\rho = 0$ où elles deviennent infinies. Donc nous pouvons utiliser $\psi_n(\rho)$ est non pas $\chi_n(\rho)$ pour représenter l'onde à l'intérieur de la sphère K.N.Liou [28].

On donne la représentation graphique des fonctions de Bessel (première et deuxième espèce) d'ordre entier.

Chapitre-III Théorie de Mie

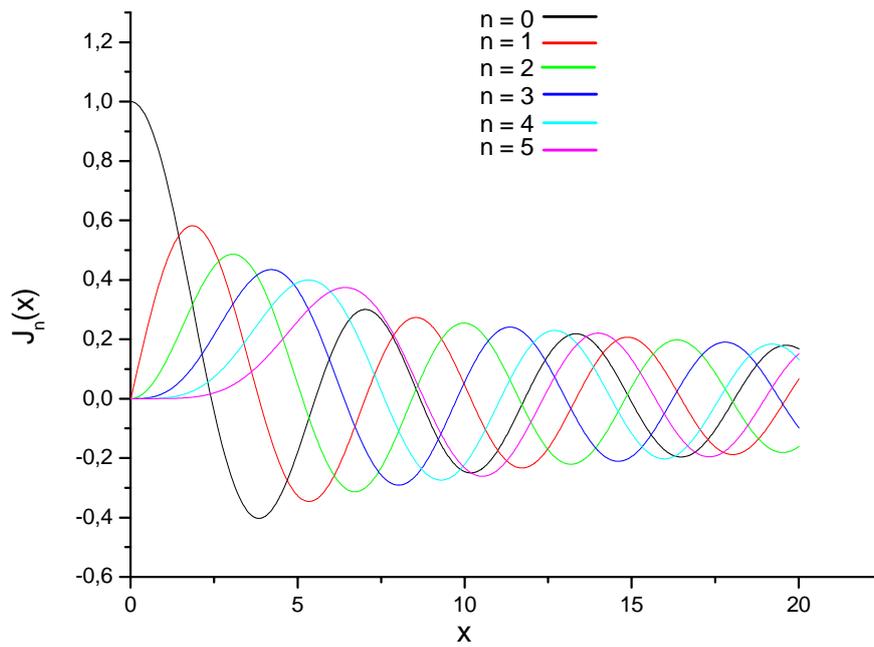


Figure III.2 Les six premiers ordres de la fonction de Bessel de première espece.

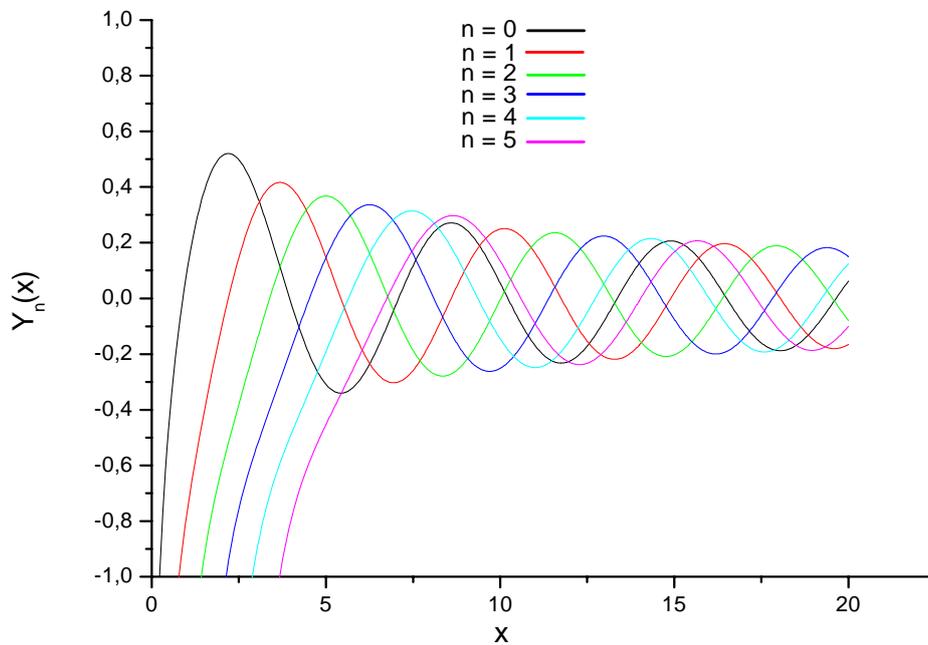


Figure III.3 Les six premiers ordres de la fonction de Bessel de deuxième espece.

Maintenant, la solution générale de l'équation scalaire s'écrit;

$$r\psi(r, \theta, \phi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{l=-n}^n P_n^l(\cos \theta) [c_n \psi_n(kmr) + d_n \chi_n(kmr)] (a_l \cos l\phi + b_l \sin l\phi) \quad (\text{III.28})$$

Les champs électrique et magnétique de l'onde électromagnétique peuvent par la suite se dériver des équations (III.7) et (III.8).

En se servant des équations (III.25) et (III.27), on pourrait écrire:

$$rR = c_n \psi_n(kmr) + d_n \chi_n(kmr) \quad (\text{III.29})$$

Ou c_n et d_n sont des constantes arbitraires.

Si $c_n = 1$ et $d_n = +i$, (i :symbole imaginaire des nombres complexes), on obtient:

$$\psi(\rho)_n + i\chi_n(\rho) = \sqrt{\pi\rho/2} H^{(2)}_{n+1/2}(\rho) = \xi_n(\rho) \quad (\text{III.30})$$

Et $H^{(2)}_{n+1/2}$ est la fonction de Hankel de seconde espèce et d'ordre demi entier qui a la propriété de s'annuler à l'infinie. Cette fonction est donc convenable pour la représentation de l'onde diffusée, Leung Tsang et al [6].

Remarque:

La fonction de Hankel de la première espèce et d'ordre un demi $H^{(1)}_{n+1/2}$ s'écrit comme suit: $\sqrt{\pi\rho/2} H^{(1)}_{n+1/2}(\rho) = \psi(\rho)_n - i\chi_n(\rho)$ (III.31)

III-1-3 Représentation de l'onde électromagnétique en coordonnées sphériques

Selon, K.N.Liou [28], nous allons discuter le problème de la diffusion élastique d'une onde électromagnétique plane par un aérosol sphérique. Nous pouvons considérer que l'aérosol est homogène, doté d'un indice de réfraction arbitraire m , situé dans milieu d'indice de réfraction valant l'unité. Nous supposons également que la radiation incidente est portée dans la direction positive des Z , avec une polarisation linéaire et que l'origine des coordonnées est pris au centre cet aérosol sphérique.

Si les amplitudes de l'onde incidente sont normalisées à l'unité, le champ électrique et électrique magnétique s'exprimerons comme suit:

$$E^i = e^{-ikz} u_x, \quad H^i = e^{-ikz} u_y \quad (\text{III.32})$$

Nous pouvons représenter l'onde électromagnétique incidente en coordonnées sphériques (r, θ, ψ) en se servant des transformations suivantes:

$$x = r \sin \theta \cos \phi$$

$$u_r = \sin \theta \cos \phi u_x + \sin \theta \sin \phi u_y + \cos \theta u_z$$

$$y = r \sin \theta \sin \phi \quad (\text{III.33})$$

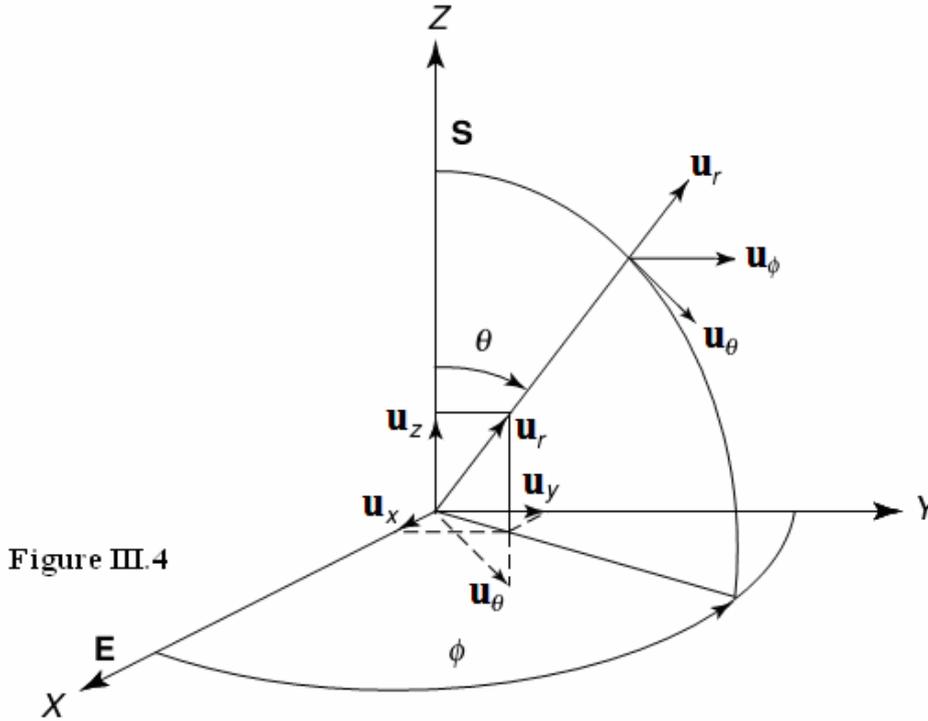
$$u_\theta = \cos \theta \cos \phi u_x + \cos \theta \sin \phi u_y - \sin \theta u_z \quad (\text{III.34})$$

$$z = r \cos \theta$$

$$u_\psi = -\sin \phi u_x + \cos \phi u_y$$

u_x, u_y, u_z : Les vecteurs unitaires en coordonnées cartésiennes

u_r, u_θ, u_ϕ : Les vecteurs unitaires en coordonnées sphériques



Représentation d'une onde diffusée en coordonnées sphériques. \mathbf{S} est le vecteur de Poynting, \mathbf{u} est un vecteur unitaire, θ et ϕ sont l'angle de diffusion et l'azimut, \mathbf{E} et \mathbf{H} sont les champs électrique et magnétique, r est le rayon, K.N.Liou [28].

On exprime Les champs électrique et magnétique des l'onde incidente en coordonnées sphériques sous la forme:

$$E_r^i = e^{-ikr \cos \theta} \sin \theta \cos \phi$$

$$H_r^i = e^{-ikr \cos \theta} \sin \theta \sin \phi$$

$$E_\theta^i = e^{-ikr \cos \theta} \cos \theta \cos \phi \quad (\text{II.35})$$

$$H_\theta^i = e^{-ikr \cos \theta} \cos \theta \sin \phi \quad (\text{II.36})$$

$$E_\psi^i = e^{-ikr \cos \theta} \sin \phi$$

$$H_\psi^i = e^{-ikr \cos \theta} \cos \phi$$

En utilisant le théorème d'addition de Gegenbauer, permettant le développement d'une onde électromagnétique plane en polynômes de Legendre et séries de Bessel comme suit, Stratton [19] :

$$e^{-ikr \cos \theta} = \sum_{n=0}^{\infty} (-i)^n (2n+1) \frac{\psi_n(kr)}{kr} P_n(\cos \theta) \quad (\text{II.37}), \quad \text{Où } \psi_n \text{ est définie en (III.27)}$$

De plus, nous pouvons utiliser la relation mathématique suivante

$$e^{-ikr \cos \theta} = \frac{1}{ikr} \frac{\partial}{\partial \theta} e^{-ikr \cos \theta} \quad (\text{III.38})$$

$$\frac{\partial}{\partial \theta} P_n(\cos \theta) = -P_n^1(\cos \theta), \quad \text{avec } P_0^1(\cos \theta) = 0 \quad (\text{III.39})$$

Cette équation associe le polynôme de Legendre P_n avec P_n^1

Pour déterminer les fonctions scalaires u et v , nous aurons besoin d'une seule composante de l'équation (III.7). Posant $m = 1$, on aura:

$$E_r^i = e^{-ikr \cos \theta} \sin \theta \cos \phi = \frac{i}{k} \left[\frac{\partial^2 (ru')}{\partial r^2} + k^2 (ru') \right] \quad (\text{III.40})$$

En faisant la soustraction des équations (III.37)- (III.39) on obtient:

$$e^{-ikr \cos \theta} = \frac{1}{(kr)^2} \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^{n-1} (2n+1) \psi_n(kr) P_n^1(\cos \theta) \cos \phi \quad (\text{III.41})$$

Le développement de l'équation (II.40) en séries donnera:

$$ru' \frac{1}{k} \sum_{n=1}^{\infty} \beta_n \psi_n(kr) P_n^1(\cos \theta) \cos \phi \quad (\text{III.42})$$

On substitue les équations (III.41) et (III.42) en (III.40) on aura:

$$\beta_n \left[k^2 \psi_n(kr) + \frac{\partial^2}{\partial r^2} \psi_n(kr) \right] = (-i)^n (2n+1) \frac{1}{r^2} \psi_n(kr) \quad (\text{III.43})$$

Dans l'équation (II.28), $\chi_n(kr)$ devient infinie à l'origine dont l'onde incidente doit en passer, donc nous pouvons mettre $c_n = 1$ et $d_n = 0$, qui permet d'écrire:

$$\psi_n(kr) = rR \quad (\text{III.44})$$

En substituant la valeur de l'équation (III.44) en (III.22), on obtient:

$$\frac{d^2 \psi_n(kr)}{dr^2} + \left[k^2 - \frac{n(n+1)}{r^2} \right] \psi_n(kr) = 0 \quad (\text{III.45})$$

Comparant (II.45) avec (II.43), on trouve: $\beta_n = (-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)}$ (III.46)

Les mêmes étapes pour v^i qui peut se dériver de l'équation (III.8), ainsi pour l'onde incidente à l'intérieur de la sphère on obtient:

$$ru^i = \frac{1}{k} \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \psi_n(kr) P_n^1(\cos \theta) \cos \phi$$

(III.47)

$$rv^i = \frac{1}{k} \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \psi_n(kr) P_n^1(\cos \theta) \sin \phi$$

Concernant l'onde interne qui devrait être exprimée en séries similaires mais avec d'autres constantes, parce que la fonction $\chi_n(kr)$ est infinie à l'origine, seulement la fonction $\psi_n(kr)$ qui sera utilisée pour l'onde interne ce qui donne donc:

$$ru^t = \frac{1}{mk} \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} C_n \psi_n(kr) P_n^1(\cos \theta) \cos \phi$$

(III.48)

$$rv^t = \frac{1}{k} \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} D_n \psi_n(kr) P_n^1(\cos \theta) \sin \phi$$

Pou l'onde diffusée les deux fonctions $\chi_n(kr)$ et $\psi_n(kr)$ devons s'annuler à l'infinie, donc les fonctions de Hankel possédant cette propriété qui seront utilisées pour l'onde diffusée.

$$ru^d = \frac{1}{k} \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} A_n \xi_n(kr) P_n^1(\cos \theta) \cos \phi$$

(III.49)

$$rv^d = \frac{1}{k} \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} B_n \xi_n(kr) P_n^1(\cos \theta) \sin \phi$$

III-1-4 Calcul des coefficients de Mie

Les coefficients internes et externes de Mie se déterminent à l'aide des conditions aux limites à la surface de l'aérosol, pour cela on se sert de la continuité des composantes tangentiels des champs E et H à la cette surface sphérique ($r = a$).

$$E_{\theta}^i + E_{\theta}^d = E_{\theta}^t$$

(III.50)

$$H_{\theta}^i + H_{\theta}^d = H_{\theta}^t$$

$$E_{\phi}^i + E_{\phi}^d = E_{\phi}^t$$

(III.51)

$$H_{\phi}^i + H_{\phi}^d = H_{\phi}^t$$

En tenant compte des équations (III.7), (III.8) et (III.47)- (III.49)

$$\frac{\partial}{\partial r} [r(u^i + u^d)] = \frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial r} [ru^t] \quad \text{ET} \quad u^i + u^d = mu^t$$

(III.52)

$$\frac{\partial}{\partial r} [r(v^i + v^d)] = \frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial r} [rv^t] \quad \text{ET} \quad v^i + v^d = v^t$$

De l'équation (III.52) on obtient:

$$m[\psi'(ka) - A_n \xi'(ka)] = C_n \psi'(kma)$$

$$[\psi'(ka) - B_n \xi'(ka)] = D_n \psi'(kma)$$

(II.53)

$$[\psi(ka) - A_n \xi(ka)] = C_n \psi(kma)$$

$$m[\psi(ka) - B_n \xi(ka)] = D_n \psi(kma)$$

Si on élimine C_n et D_n , on obtient:

$$A_n = \frac{\psi'_n(y)\psi_n(x) - m\psi_n(y)\psi'_n(x)}{\psi'_n(y)\xi_n(x) - m\psi_n(y)\xi'_n(x)}$$

(II.54)

$$B_n = \frac{m\psi'_n(y)\psi_n(x) - \psi_n(y)\psi'_n(x)}{m\psi'_n(y)\xi_n(x) - \psi_n(y)\xi'_n(x)}$$

Avec, $x = ka$ et $y = kma = mx$.

A ce point, le problème d'une onde électromagnétique diffusée par une particule sphérique ayant un rayon a et indice de réfraction m est complètement résolu, Alexander A. Kokhanovsky [9]. Les deux champs électrique et magnétique exprimés en (III.7) et (III.8) sont maintenant représentés à n'importe quel point (l'intérieur ou l'extérieur de la sphère) par les développements sériels donnés dans (III.48) et (III.49).

III-2 Formulation de la solution en champ lointain

Dans ce qui suit, on considère que le champ diffusé est situé à point très distant de l'aérosol, d'ailleurs c'est un cas pratique car les points de mesure sont pris à des distances très éloignés des aérosols. La fonction de Hankel donnée en équation (III.30) prend sa valeur asymptotique suivante, G.N. Watson [33], Andrew Gray and G.B. Mathews [34]:

$$\xi_n(kr) \approx i^{n+1} e^{-ikr}, kr \gg 1 \quad (\text{III.55})$$

Avec cette simplification le système d'équations (III.49) devient

$$ru^d \approx -\frac{ie^{-ikr} \cos \phi}{k} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} A_n P_n^1(\cos \theta) \quad (\text{III.56})$$

$$rv^d \approx -\frac{ie^{-ikr} \sin \phi}{k} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} B_n P_n^1(\cos \theta)$$

Les trois composants des champs électrique et magnétique donnés dans les équations (III.7) et (III.8)

$$E_r^d = H_r^d \approx 0$$

$$E_\theta^d = H_\phi^d \approx \frac{-i}{kr} e^{-ikr} \cos \phi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[A_n \frac{dP_n^1(\cos \theta)}{d\theta} + B_n \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \right] \quad (\text{III.57})$$

$$E_\phi^d = H_\theta^d \approx \frac{i}{kr} e^{-ikr} \sin \phi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[A_n \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} + B_n \frac{dP_n^1(\cos \theta)}{d\theta} \right]$$

III-2-1 Calcul des intensités diffusées

Les composantes radiales des vecteurs champs électrique et magnétique peuvent être négligés au champ lointain, Van de hulst [22]. On définit alors deux autres fonctions sous la forme:

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [A_n \pi_n(\cos \theta) + B_n \tau_n(\cos \theta)] \quad (\text{III.58})$$

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [B_n \pi_n(\cos \theta) + A_n \tau_n(\cos \theta)]$$

D'où

$$\pi_n(\cos \theta) = \frac{1}{\sin \theta} P_n^1(\cos \theta) \quad (\text{III.59})$$

$$\tau_n(\cos \theta) = \frac{d}{d\theta} P_n^1(\cos \theta)$$

π_n et τ_n sont des fonctions angulaires qui dépendent de l'angle θ , nous pouvons même les représenter à l'aide des relations de récurrence données au chapitre suivant.

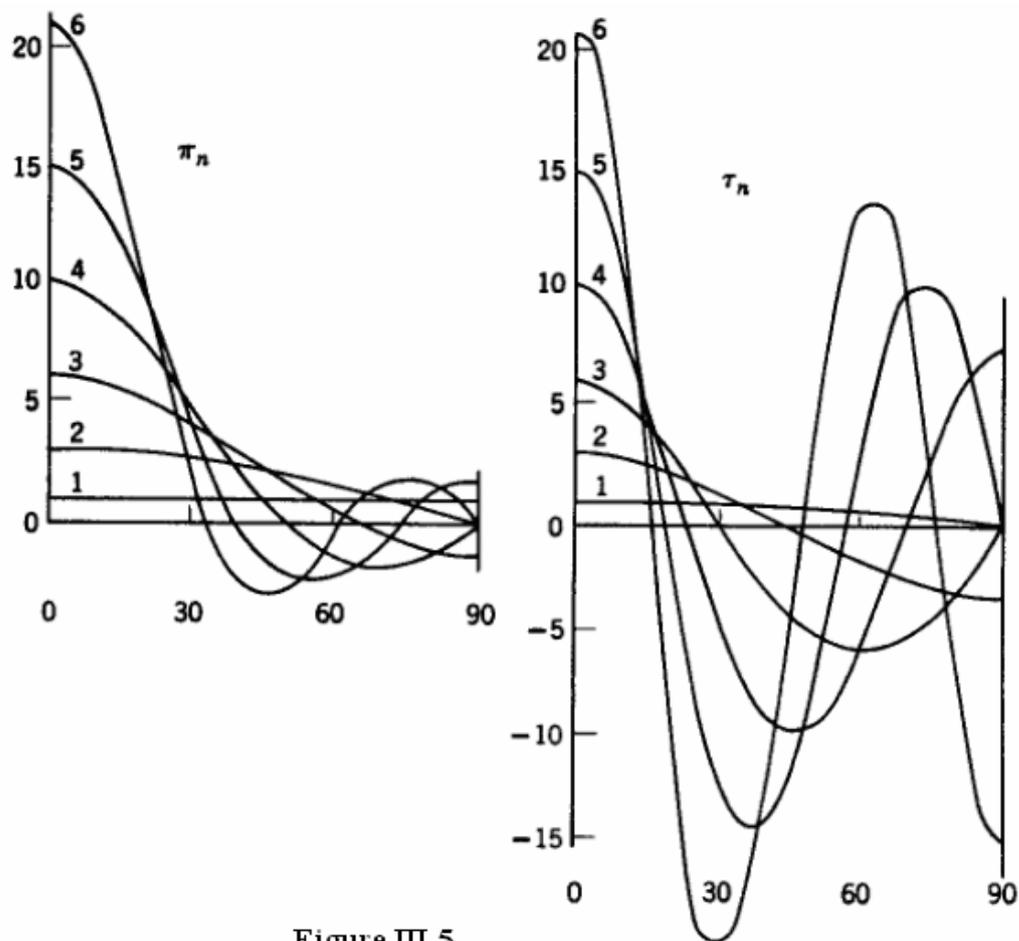


Figure III.5
 Représentation graphiques des deux fonctions angulaires
 π_n et τ_n en fonction de θ , $n = 1, 6$, Van de Hulst [22].

$$E_\theta^d = \frac{i}{kr} e^{-ikr} \cos \phi . S_2(\cos \theta) \quad (\text{III.60})$$

$$E_\theta^d = \frac{-i}{kr} e^{-ikr} \sin \phi . S_1(\cos \theta)$$

Les champs représentent une onde sphérique en partance, leurs amplitudes et états de polarisation sont en fonctions de l'angle de diffusion θ , il est commode de définir une composante parallèle et une autre perpendiculaire pour le champ électrique, E_{pr} et E_{pp} Van de hulst [22].

$$E_{pr}^d = E_{\phi}^d \quad (III.60)$$

$$E_{pp}^d = E_{\theta}^d$$

Ainsi, le champ électrique incident normalisé en (III.32) peut être lui aussi décomposé en une composante parallèle et autre perpendiculaire tel que:

$$E_{pr}^i = e^{-ikz} \cos \phi \quad (III.61)$$

$$E_{pp}^i = e^{-ikz} \sin \phi$$

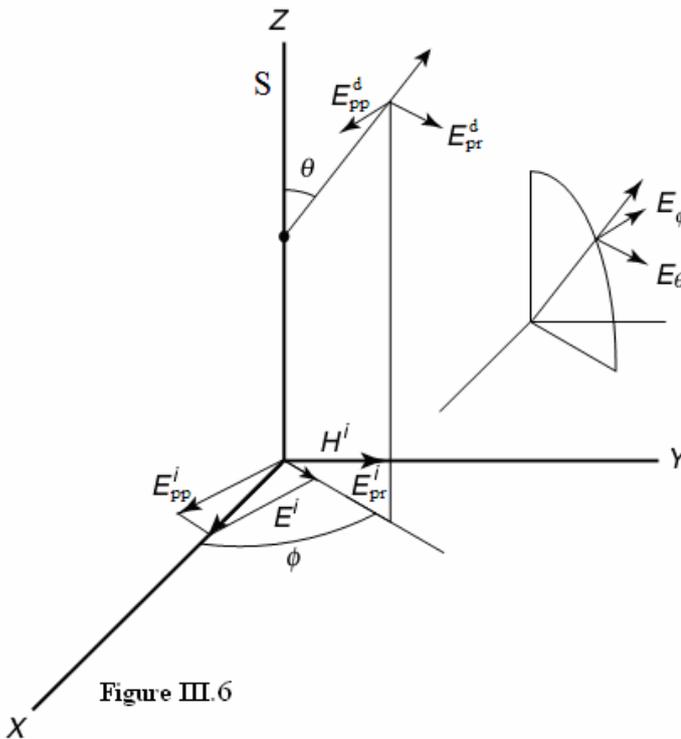


Figure III.6

la décomposition des champs électriques incident (i) et diffusé (d) en composantes parallèle (pr) et perpendiculaire (pp) : en coordonnées cartésiennes (X,Y,Z) et en coordonnées sphériques (r, θ , ϕ), K.N.Liou [28].

Le système d'équation (II.60) se transforme en, Kerker [25]:

$$\begin{bmatrix} E_{pp}^d \\ E_{pr}^d \end{bmatrix} = \frac{e^{ik(z-r)}}{ikr} \begin{bmatrix} S_2(\theta) & 0 \\ 0 & S_1(\theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{pp}^i \\ E_{pr}^i \end{bmatrix} \quad (\text{II.62})$$

L'étude d'un rayonnement lumineux diffusé par une particule sphérique qui tient compte de son état de polarisation est gouvernée par l'équation fondamentale ci-dessous.

Les composantes de l'intensité diffusée en champ lointain peuvent être maintenant exprimées en fonction des composantes de l'intensité incidente polarisées dans la même direction comme suit :

$$I_{pr}^d = I_{pr}^i \frac{i_2(\theta)}{k^2 r^2} \quad (\text{II.63})$$

$$I_{pp}^d = I_{pp}^i \frac{i_1(\theta)}{k^2 r^2}$$

Avec

$$i_1(\theta) = |S_1(\theta)|^2 \quad (\text{II.64})$$

$$i_2(\theta) = |S_2(\theta)|^2$$

La résolution du problème de diffusion par la théorie de Mie consiste à calculer les deux fonctions de diffusion $i_1(\theta)$ et $i_2(\theta)$ qui sont elles mêmes en corrélation avec l'indice de réfraction, l'angle de diffusion et le paramètre de taille, Van de Hulst [22].

III-2-2 Calcul des sections efficaces d'extinction, de diffusion, d'absorption et l'albédo de simple diffusion

Nous aimerons évaluer la réduction de l'énergie incidente par absorption et diffusion En champ lointain. À ce propos nous pouvons considérer que la lumière incidente est polarisée linéairement dans la direction perpendiculaire à la propagation. En se servant de l'équation (III.62), on pourra écrire, Alexander A. Kokhanovsky [9]:

$$E_{pr}^d = \frac{e^{-ikr+ikz}}{ikr} S_1(\theta) E_{pr}^i \quad (\text{III.65})$$

On considère maintenant un point (x, y, z) de module r dans la direction de propagation ($\theta \approx 0$), en champ lointain x et y seront négligeables par rapport à z .

$$r = (x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{1}{2}} \approx z + \frac{x^2 + y^2}{2z}$$

Superposant le champ incident et diffus dans la direction vers l'avant on obtient:

$$E_{pr}^i + E_{pr}^d \approx E_{pr}^i \left(1 + \frac{S_1(0)}{ikr} e^{\frac{-ik(x^2+y^2)}{2z}} \right) \quad (\text{III.66})$$

Où

$$\left| E_{pr}^i + E_{pr}^d \right|^2 \approx \left| E_{pr}^i \right|^2 \left(1 + \frac{1}{kz} \text{Re} \left[\frac{S_1(0)}{i} e^{\frac{-ik(x^2+y^2)}{2z}} \right] \right) \quad (\text{III.67})$$

Re : représente la partie réelle de l'argument

Nous allons tout de suite intégrer en combinant la densité de flux à travers l'aire sphérique de diamètre a pour obtenir la puissance totale comme suit:

$$\frac{1}{\left| E_{pr}^i \right|^2} \int \left| E_{pr}^i + E_{pr}^d \right|^2 dx dy = \pi a^2 + \sigma_e \quad (\text{III.68})$$

Le premier terme représente la section efficace d'une sphère, l'interprétation physique du second terme est que la lumière totale reçue dans la direction vers l'avant est réduite par la présence de la sphère et que cette réduction est équivalente à une aire de section σ_e , la double intégrale par rapport à x et y de moins l'infinie à plus l'infinie donnera:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ik(x^2+y^2)/2z} dx dy = \frac{2\pi z}{ik} \quad (\text{III.69})$$

La section efficace d'extinction est donnée par

$$\sigma_e = \frac{4\pi}{k^2} \text{Re} S(0) \quad (\text{III.70})$$

Dans la direction vers l'avant, nous avons

$$S(0) = S_1(0) = S_1(0) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(A_n + B_n) \quad (\text{III.71})$$

$$Q_e = \frac{\sigma_e}{\pi a^2} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(A_n + B_n) \quad (\text{III.72})$$

Avec x : est le paramètre de taille

De l'équation (II.61) et d'après K.N.Liou [28], la densité de flux de lumière diffusée dans une direction arbitraire est donnée par:

$$F(\theta, \phi) = \frac{F_0}{k^2 r^2} [i_1(\theta) \cos^2 \phi + i_2(\theta) \sin^2 \phi] \quad (\text{III.73})$$

F_0 Représente la densité de flux incidente. Le flux total (puissance) de la lumière diffusée est $f = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi F(\theta, \phi) r^2 \sin \theta d\theta d\phi$ (III.74)

Ce qui permet d'écrire, K.N.Liou [28]:

$$\sigma_d = \frac{f}{F_0} = \frac{\pi}{k^2} \int_0^\pi [i_1(\theta) + i_2(\theta)] \sin \theta d\theta \quad (\text{III.75})$$

Comme le cas d'extinction, nous pouvons définir l'efficacité de diffusion d'une sphère telle que:

$$Q_d = \frac{\sigma_d}{\pi a^2} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|A_n|^2 + |B_n|^2) \quad (\text{III.76})$$

En se servant du principe de la conservation d'énergie, la section efficace et l'efficacité d'absorption d'une particule sphérique peuvent être évaluées à partir des relations suivantes, Van de Hulst [22]:

$$\sigma_a = \sigma_e - \sigma_d \quad (\text{III.77})$$

$$Q_s = Q_e - Q_d$$

On définit également l'albédo de simple diffusion comme le rapport de la section efficace de diffusion sur la section d'extinction:

$$\omega = \frac{Q_d}{Q_e} \quad (\text{III.78})$$

Pour une sphère absorbante, il est commode de définir l'indice de réfraction comme suit: $m = m_r - im_i$. m_r et m_i représentent respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de l'indice de réfraction.

III-3 Matrice de phase

Pour décrire les propriétés complètes de polarisation d'un rayonnement solaire. Il convient de se servir des paramètres de Stokes qui sont bien détaillées au premier chapitre. Comme l'intensité du rayonnement solaire est proportionnelle au carré de l'amplitude du champ électrique, on aura donc, Michael I.Mishchenko [35]:

$$\begin{aligned}
 I &= E_{pp} E_{pp}^* + E_{pr} E_{pr}^* && \text{Intensité totale de la lumière} \\
 Q &= E_{pp} E_{pp}^* - E_{pr} E_{pr}^* && \text{Polarisation linéaire } \pm 90^\circ \\
 U &= E_{pp} E_{pr}^* + E_{pr} E_{pp}^* && \text{Polarisation linéaire } \pm 45^\circ \\
 V &= i(E_{pp} E_{pp}^* - E_{pr} E_{pr}^*) && \text{Polarisation circulaire}
 \end{aligned}
 \tag{III.79}$$

Nous pouvons maintenant exprimer le champ électrique incident et diffusé en terme de leurs intensités données en (III.76) en se servant de transformation matricielle suivant, Renliang Xu [36]:

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \frac{F(\theta)}{k^2 r^2} \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{pmatrix}
 \tag{III.80}$$

$F(\theta)$ Est la matrice de Mueller ou la matrice de transformation de la diffusion de la lumière par une particule sphérique isolée, Bohren, and Huffman [2]. Pour déterminer la matrice de phase de la diffusion $K(\theta)$, nous supposons que cette dernière s'écrit comme suit K.N.Liou [28]:

$C K(\theta) = \frac{F(\theta)}{k^2 r^2}$, avec C est une constante pouvant être normalisée du premier élément de la matrice, ce qui donne enfin:

$$K(\theta) = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33} & -P_{34} \\ 0 & 0 & P_{34} & P_{33} \end{bmatrix}
 \tag{III.81}$$

$$\begin{aligned}
 \text{Avec } \frac{P_{11}}{4\pi} &= \frac{1}{2k^2 \sigma_s} (i_2 + i_1) \\
 \frac{P_{12}}{4\pi} &= \frac{1}{2k^2 \sigma_s} (i_2 - i_1) \\
 \frac{P_{33}}{4\pi} &= \frac{1}{2k^2 \sigma_s} (i_4 + i_3) \\
 -\frac{P_{34}}{4\pi} &= \frac{1}{2k^2 \sigma_s} (i_4 - i_3)
 \end{aligned}
 \tag{III.82}$$

$$D'où i_1 = S_1 * S_1^*, \quad i_2 = S_2 * S_2^*, \quad i_3 = S_2 * S_1^* \quad \text{et} \quad i_4 = S_1 * S_2^* \quad (\text{III.83})$$

En général, si aucune supposition n'a été faite à propos de la forme et l'orientation des particules, la matrice de phase contiendrait 16 éléments non nuls, Van de Hulst [22]. Pour une particule sphérique, homogène, linéaire et isotrope le nombre d'éléments indépendants se réduit à sept dont seulement quatre sont indépendants. P_{11} , P_{12} , P_{33} et P_{34} : des paramètres physiques adimensionnels, fonction de l'angle de diffusion, l'indice de réfraction et le paramètre de taille, et dont le premier $P_{11} = P(\theta)$ est appelé fonction de phase.

En fait, il est très utile de normaliser encore les éléments de la matrice de phases en divisant chacun d'eux par $P(\theta)$ pour aboutir à, K.N.Liou [28]:

$$F_{11} = 1$$

$$F_{12} = \frac{i_2 - i_1}{i_2 + i_1}$$

$$(\text{III.84})$$

$$F_{33} = \frac{i_4 + i_3}{i_2 + i_1}$$

$$- F_{34} = \frac{i_4 - i_3}{i_2 + i_1}$$

$$\text{Avec } F_{12}^2 + F_{33}^2 + F_{34}^2 = 1 \quad (\text{III.85})$$

L'équation (III.85) signifie que la description complète du processus de diffusion de la lumière par un aérosol isolé en suspension a besoin que de la fonction de phase $P(\theta)$ qui représente de façon globale le diagramme de diffusion et F_{12} qui représente le degré de polarisation de l'intensité diffusée.

III-4 Rayonnement diffus par un ensemble d'aérosols

Dans les discussions précédentes, nous nous sommes consacrés à l'étude de la diffusion d'une lumière par un aérosol isolé, sphérique en suspension. Nous étendrons maintenant notre discussion à un l'ensemble d'aérosols qui représente donc un cas pratique. Avant de commencer, nous limitons notre étude uniquement aux facteurs d'efficacité et la fonction de phase issus de tout l'ensemble d'aérosols. Dans ce qui suit, les aérosols sont supposées suffisamment éloignées les uns par rapport aux autres, avec des distances de séparation très grandes que la longueur d'onde du

rayonnement incident. Dans ce cas la diffusion par chaque particule peut être traitée indépendamment et sans se référer aux autres particules. Par conséquent, les intensités diffusées par l'ensemble des particules seront additionnées sans tenir compte des phases de la lumière incidente, ce cas particulier de diffusion est appelé la diffusion indépendante. C'est dans ce concept que nous allons présenter ce qui suit.

Considérons la diffusion de la lumière par un ensemble de particules d'une gamme de largeur s'étendant de r_1 à r_2 . Le nombre total de particule N par unité de volume dont le rayon est compris entre r et $r + dr$ est donné par la fonction statistique de distribution de taille:

$$N = \int_{r_1}^{r_2} n(r) dr$$

Pour caractériser les propriétés optiques des aérosols, les scientifiques ont recours à la granulométrie. Il s'agit d'une fonction analytique permettant de représenter la répartition en taille de ces derniers. Plusieurs fonctions ont été proposées dans le chapitre précédent, mais celle qui est souvent utilisée dans la diffusion de la lumière par les aérosols est la distribution log-normale.

$$n(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} 2r \log \sigma_g} \exp \left[-\frac{\log^2(r/r_n)}{2 \log^2(\sigma_g)} \right] \quad (\text{III.86})$$

Dans cette expression, $n(r)$ représente le nombre des particules par unité de volume dont le rayon est compris entre r et $r + dr$, σ_g est la déviation standard géométrique de la distribution (largeur de distribution) et r_n est le rayon médian.

D'un point de vue radiatif, une particule sphérique diffuse la lumière proportionnellement à sa section efficace πr^2 ce qui donne:

$$K_e = \int_{r_1}^{r_2} \sigma_e n(r) dr \quad K_e = \int_{r_1}^{r_2} \pi r^2 Q_e n(r) dr$$

Ou encore (III.87)

$$K_s = \int_{r_1}^{r_2} \sigma_s n(r) dr \quad K_d = \int_{r_1}^{r_2} \pi r^2 Q_s n(r) dr$$

$$K_a = K_e - K_d \quad (\text{III.88})$$

K_e , K_d , K_a : Sont les coefficients globaux d'extinction, de diffusion et d'absorption respectivement.

On définit également le simple albédo pour l'ensemble d'aérosols comme le rapport de l'énergie totale diffusée sur l'énergie totale atténuée :

$$\omega_g = \frac{K_d}{K_e} \quad (\text{III.89})$$

Finalement les éléments de la matrice de phase qui indiquent l'intensité et l'état de polarisation des ondes diffusées par tout l'ensemble de particules dont les rayons sont compris entre r_1 et r_2 sont donnés comme suit:

$$\begin{aligned} \frac{P(\theta)}{4\pi} &= \frac{1}{2k^2 K_d} \int_{r_1}^{r_2} [i_2(r) + i_1(r)] n(r) dr \\ \frac{P_{12}}{4\pi} &= \frac{1}{2k^2 K_d} \int_{r_1}^{r_2} [i_2(r) - i_1(r)] n(r) dr \end{aligned} \quad (\text{III.90})$$

$$\begin{aligned} \frac{P_{33}}{4\pi} &= \frac{1}{2k^2 K_d} \int_{r_1}^{r_2} [i_4(r) + i_3(r)] n(r) dr \\ -\frac{P_{34}}{4\pi} &= \frac{1}{2k^2 K_d} \int_{r_1}^{r_2} [i_4(r) - i_3(r)] n(r) dr \end{aligned}$$

A cette étape, nous avons donné toutes les notions mathématiques et les concepts physiques nécessaires pour la caractérisation des propriétés optiques des aérosols.

Toutes les informations sur la diffusion de la lumière par un ensemble d'aérosols sont fournies en équation (III.90). Il nous reste maintenant d'évaluer le rayonnement solaire diffus tout en prenant en considération le flux extraterrestre, le zénith solaire et d'observation et les masses d'air correspondantes. Les formules de Oleg Dubovik and Michael D. King [3], nous donnent le lien entre ces derniers.

$$I(\theta; \lambda) = I_0 m_0 \frac{[\exp(-m_0 \tau) - \exp(-m_1 \tau)]}{m_0 - m_1} \cdot \omega_0 P(\theta; \lambda) \quad \text{si } \Theta \neq \Theta_0 \quad (\text{III.91})$$

$$I(\theta; \lambda) = I_0 m_0 \exp(-m_0 \tau) \omega_0 \tau P(\theta; \lambda) \quad \text{si } \Theta = \Theta_0$$

D'où

$I(\theta; \lambda)$ Est le rayonnement diffus par un ensemble d'aérosols, dans le cadre de l'approximation de la diffusion simple. Nous avons omis les termes qui tiennent compte de la diffusion multiple car nous avons adopté au début de ce titre, le concept de la diffusion simple et indépendante.

I_0 Est le flux extraterrestre; Θ_0 est le zénith solaire; Θ est le zénith d'observation; m est la masse d'air ($m_0 \approx 1/\cos \Theta_0$, $m_1 \approx 1/\cos \Theta$); τ est l'épaisseur optique; ω_0 est l'albédo de simple diffusion; et $P(\theta)$ est la fonction de phase.

Pour le calcul du flux extraterrestre en fonction du jour, nous avons eu recours aux ouvrages suivants: Zekai Sen [37], T. Muneer [38].

Nous venons de présenter dans ce chapitre les principaux outils qui interviennent dans notre calcul du rayonnement diffus en utilisant les paramètres de la théorie de Mie. D'après Richard Fitzpatrick [4], la théorie de Mie est entièrement régie par les équations de Maxwell, est donc l'équation de Helmholtz (après simplifications et réarrangements). Cette dernière permettra de déterminer la fonction de phase et l'albédo de simple diffusion qui seront introduits en équation (III.91) afin de calculer le rayonnement diffus.

Chapitre-IV Modèle de calcul

La théorie sous-jacente de la diffusion de la lumière a été bien détaillé dans les chapitres précédents, bien que quelques formules ne soient pas toujours stables pour le calcul numérique, Bohren and Huffman [2]. Tout d'abord nous présentons un algorithme de calcul du rayonnement diffus par un ensemble d'aérosols atmosphériques en suspension et nous discutons uniquement les formules qui sont à l'origine des instabilités numériques.

VI-1- Algorithme pour le calcul du rayonnement diffus

Au cours de ce travail théorique, nous avons développé un algorithme permettant le calcul du rayonnement diffus par un ensemble d'aérosols en suspension et qui se récapitule dans les étapes suivantes:

- 1- Calcul des deux coefficients de Mie A_n et B_n à partir du paramètre de x taille et l'indice de réfraction m , en utilisant les relations de récurrence des fonctions de Riccati-bessel et les dérivées logarithmiques.
- 2- Calcul des facteurs d'efficacité normalisés d'extinction et de diffusion Q_e , Q_d , puis déduction du celui de l'absorption Q_a (conservation d'énergie).
- 3- Evaluation des fonctions angulaires π_n et τ_n par leurs relations de récurrence.
- 4- détermination des fonctions d'amplitudes $S_1(\theta)$ et $S_2(\theta)$ à partir de A_n et B_n , π_n et τ_n .
- 5- Détermination des fonctions de diffusion $i_1(\theta)$ et $i_2(\theta)$ à partir de $S_1(\theta)$ et $S_2(\theta)$.
- 6- Calcul de la fonction de phase $P(\theta)$, le degré de polarisation F_{12} puis tous les autres éléments de la matrice de phases normalisés F_{33} et F_{34} .
- 7- Intégration numérique le long du permettre de taille tout en associant la fonction de distribution de taille log-normal et la formule de Oleg Dubovik [3], afin d'évaluer les propriétés optiques totale et le rayonnement solaire diffus provenant de tout l'ensemble d'aérosols.

VI-2- Reformulation des coefficients de Mie

Pour obtenir des résultats quantitatifs de la diffusion aérosolaire par la théorie de Mie, nous n'avons besoin que des deux coefficients de Mie A_n et B_n qui concernent le champ lointain et les fonction angulaires π_n et τ_n , Bohren and Huffman [2], Van de Hulst [22]. Toute l'instabilité numérique dans le calcul de la diffusion de la lumière par les aérosols est engendrée par les coefficients de Mie. Une fois ces derniers sont stables, nous aurons accès à toutes les propriétés ayant rapport avec l'étude en question. Nous commençons par les coefficients de Mie qui sont fonction du paramètre de taille et l'indice de réfraction. Ils sont donnés sous la forme explicite suivante:

$$A_n = \frac{\psi'_n(y)\psi_n(x) - m\psi_n(y)\psi'_n(x)}{\psi'_n(y)\xi_n(x) - m\psi_n(y)\xi'_n(x)} \quad (\text{IV.1})$$

$$B_n = \frac{m\psi'_n(y)\psi_n(x) - \psi_n(y)\psi'_n(x)}{m\psi'_n(y)\xi_n(x) - \psi_n(y)\xi'_n(x)} \quad (\text{IV.2})$$

Avec

$$\xi_n(x) = \psi_n(x) - i\chi_n(x) \quad (\text{IV.3})$$

$$\psi_n = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} J_{n+\frac{1}{2}} \quad (\text{IV.4})$$

$$\chi_n = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} Y_{n+\frac{1}{2}} \quad (\text{IV.5})$$

$$x = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (\text{IV.6})$$

$$y = mx \quad (\text{IV.7})$$

Et

$$m = m_r - m_i i \quad (\text{IV.8})$$

Où

x : Paramètre de taille

r : Rayon de l'aérosol

λ : Longueur d'onde du rayonnement incident et émergent (diffusion élastique)

m : Indice de réfraction

ψ_n : Fonction de Riccati-Bessel

χ_n : Fonction de Riccati-Neumann

ξ_n : Fonction de Riccati-Hankel

$J_{n+\frac{1}{2}}$: Fonction de Bessel d'ordre demi entier

$Y_{n+\frac{1}{2}}$: Fonction de Neumann d'ordre demi entier

Le signe prime ' signifie la dérivée par rapport à l'argument

Les conditions assurant le domaine de validité de la théorie de Mie sont, Wiscomb, W.J [15]:

$$\begin{aligned} |m| \geq 1 \text{ et } m_i \geq 0 \\ \text{Ou} \\ |m| < 1 \text{ et } m_i = 0 \end{aligned} \quad (\text{IV.9})$$

Le calcul des fonctions de Riccati-Bessel, pour de grands arguments complexes et de grands ordres, pose de nombreux problèmes numériques, Bohren and Huffman [2]. Pour pallier au manque de stabilité de ce calcul, il faut réécrire les fonctions de Riccati-Bessel sous la forme de dérivées logarithmiques et faire apparaître dans les différentes expressions précédentes, des rapports de ces fonctions plutôt que les fonctions elles-mêmes, Fabrice Onorfi [45]. Cette reformulation analytique permet d'obtenir des expressions qui se prêtent mieux aux calculs numériques Dave, J. V [12]. En se servant des relations de récurrence suivantes (voie annexe C):

$$\psi_n'(x) = \psi_{n-1}(x) - \frac{n}{x} \psi_n(x) \quad (\text{IV.10})$$

$$\xi_n'(x) = \xi_{n-1}(x) - \frac{n}{x} \xi_n(x) \quad (\text{IV.11})$$

La dérivée logarithmique, Bohren and Huffman [2].

$$D_n(mx) = \frac{d}{d(mx)} \log \psi_n(mx) \quad (\text{IV.12})$$

En se servant des équations (IV.10), (IV.11) et (IV.12), on pourra réécrire les (IV.1) et (IV.2) sous la forme suivante, Wiscomb, W.J [15].

$$A_n = \frac{\left[\frac{D_n(mx)}{m} + \frac{n}{x} \right] \psi_n(x) - \psi_{n-1}(x)}{\left[\frac{D_n(mx)}{m} + \frac{n}{x} \right] \xi_n(x) - \xi_{n-1}(x)} \quad (\text{IV.13})$$

$$B_n = \frac{\left[mD_n(mx) + \frac{n}{x} \right] \psi_n(x) - \psi_{n-1}(x)}{\left[mD_n(mx) + \frac{n}{x} \right] \xi_n(x) - \xi_{n-1}(x)} \quad (\text{IV.14})$$

Ou encore, Dave, J. V [12].

$$A_n = \frac{\left[\frac{D_n(mx)}{m} + \frac{n}{x} \right] \text{Re } \xi_n(x) - \text{Re } \xi_{n-1}(x)}{\left[\frac{D_n(mx)}{m} + \frac{n}{x} \right] \xi_n(x) - \xi_{n-1}(x)} \quad (\text{IV.15})$$

$$B_n = \frac{\left[mD_n(mx) + \frac{n}{x} \right] \text{Re } \xi_n(x) - \text{Re } \xi_{n-1}(x)}{\left[mD_n(mx) + \frac{n}{x} \right] \xi_n(x) - \xi_{n-1}(x)} \quad (\text{IV.16})$$

Re : signifie la partie réelle du nombre complexe.

On donne les valeurs initiales pour les séquences récurrentes, Dave, J. V [12].

$$\psi_{-1}(x) = \cos(x), \quad \psi_0(x) = \sin(x) \quad (\text{IV.17})$$

$$\chi_{-1}(x) = -\sin(x), \quad \chi_0(x) = \cos(x) \quad (\text{IV.18})$$

$$\xi_{-1}(x) = \cos(x) + i \sin(x) \quad (\text{IV.19})$$

$$\xi_0(x) = \sin(x) - i \sin(x)$$

D_n S'exprime soit, d'après, P. Halpern and J. V. Dave [13].

$$D_n(mx) = -\frac{n}{mx} + \frac{1}{\frac{n}{mx} - D_{n-1}(mx)} \quad (\text{IV.20})$$

Soit, d'après, Bohren and Huffman [2].

$$D_{n-1}(mx) = \frac{n}{mx} - \frac{1}{D_n(mx) + \frac{n}{mx}} \quad (\text{IV.21})$$

La valeur initiale $D_n(mx)$ se déduit aisément à partir de l'équation (IV.10) en posant $n = 0$, ce qui donne, P. Halpern and J. V. Dave [13].

$$D_0(mx) = \cot(mx) \quad (\text{IV.22})$$

En ce qui concerne les fonctions angulaires π_n et τ_n qui représentent les premières dérivées des polynômes de Legendre, Bohren and Huffman [2], on peut les calculer en utilisant les relations de récurrences suivantes:

$$\pi_n(\mu) = \frac{2n-1}{n-1} \mu \pi_{n-1}(\mu) - \frac{n}{n-1} \pi_{n-2}(\mu) \quad (\text{IV.23})$$

$$\begin{aligned} \tau_n(\mu) &= \mu [\pi_n(\mu) - \pi_{n-2}(\mu)] \\ &= -(2n-1)(1-\mu^2)\pi_{n-1}(\mu) + \pi_{n-2}(\mu) \end{aligned} \quad (\text{IV.24})$$

D'où

$$\mu = \cos(\theta) \quad (\text{IV.25})$$

Conditions initiales de π_n

$$\pi_0(\mu) = 0 \quad (\text{IV.26})$$

$$\pi_1(\mu) = 1$$

Conditions initiales de τ_n

$$\tau_0(\mu) = 0 \quad (\text{IV.27})$$

$$\tau_1(\mu) = \mu$$

IV-3-Critères de convergence et stabilité numérique

La détermination des coefficients de Mie est un calcul sériel assuré par des itérations successives sur les relations de récurrences précédentes Wiscomb, W.J [14]. Mathématiquement ces séries varient de $n=0$ jusqu'à n tend vers l'infinie. Numériquement les séries infinies sont tronquées par les critères de troncature de Wiscomb, W.J [14]. Par exemple dans les travaux de Dave sur la théorie de Mie, les sous-routines consistent à stopper les sommations quand $|A_n^2| + |B_n^2| < 10^{-14}$. Dans des nouvelles analyses menées par Wiscomb, W.J [14], basées sur la suggestion de Khare ($n_{stop} \approx x + cx^{1/3}$), il a pu établir expérimentalement les critères que nous allons présenter ci-dessous:

Chapitre-IV Modèle de calcul

$$x_{stop} = x + 4x^{1/3} + 1 \quad 0.002 \leq x \leq 8$$

$$x_{stop} = x + 4.05x^{1/3} + 2 \quad 8 < x < 2400 \quad (IV.28)$$

$$x_{stop} = x + 4x^{1/3} + 2 \quad 2400 \leq x \leq 20000$$

Avec $n_{stop} = \text{int}(x_{stop})$ (IV.29)

int : Fonction intrinsèque du fortran qui arrondit un réel à un entier.

Donc le n_{stop} qui donne fin à chaque boucle d'itération est généré à chaque fois à partir du paramètre de taille x Wiscomb, W.J [14]. Le tableau suivant illustre quelques valeurs calculées de n_{stop} par les cirières (IV.28).

Paramètre de taille x	Nombre d'itérations maxima n_{stop}
11.00	20
12.00	22
13.00	23
14.00	24
15.00	25
16.00	26
17.00	28
18.00	29
19.00	30

Tableau n° 1: valeurs de n_{stop} générées par le Paramètre de taille x

En fait, la dérivée logarithmique D_n est une conséquence des relations de récurrence précédentes. Pour entamer un tel calcul, il y a deux possibilités de calcul, soit par récurrence ascendante qui fait que les ordres supérieurs sont générés par les ordres inférieurs de l'équation (IV.18), Barber and Hill [46]. Soit par récurrence descendante qui fait que les ordres inférieurs sont générés par les ordres supérieurs de l'équation (IV.18), Barber and Hill [46]. Dans ce cas on doit initialiser le calcul comme suit, Barber and Hill [4].

$$n_{max} = \text{MAX}(n_{stop}, |mx|) + 15 \quad (IV.30)$$

Et

$$D_{max} = 0.0 + 0.0i \quad (IV.31)$$

Avec

n_{max} Est suffisamment grand que n_{stop} et $|mx|$, Bohren and Huffman [2].

Et

D_{max} Provient de n_{max}

Les travaux de Kattawar et Plass (1967) ont montré que D_n est très instable par récurrence ascendante surtout quand il s'agit des particules dont l'absorption est suffisamment grande. En revanche la récurrence descendante est toujours stable; c'est-à-dire, si e_n est l'erreur de D_n , donc l'erreur générée par D_{n-1} sera telle que $|e_{n-1}| \ll |e_n|$. L'erreur diminue au fur et à mesure, dans ce cas nous initialisons avec une estimation de D_n très petite quand n est suffisamment large que le nombre de termes n_{stop} donnant la convergence, Bohren and Huffman [2].

Les fonctions de Riccati-Bessel, Riccati-Neumann et Riccati-Hankel sont calculées par récurrence ascendante à partir des relations données ci-dessous, tout en se servant naturellement des conditions initiales (IV.17), (IV.18) et (IV.19) respectivement V.E. Cachorro, L.L. Salcedo [47], Jianqi Shen and Xiaoshu Cai [48].

$$\psi_{n+1}(x) = \frac{2n+1}{x} \psi_n(x) - \psi_{n-1}(x) \quad (IV.33)$$

$$\chi_{n+1}(x) = \frac{2n+1}{x} \chi_n(x) - \chi_{n-1}(x) \quad (IV.34)$$

$$\xi_{n+1}(x) = \frac{2n+1}{x} \xi_n(x) - \xi_{n-1}(x) \quad (IV.32)$$

Les termes d'ordre supérieur se génèrent de ceux d'ordre inférieur jusqu'à l'aboutissement à la convergence révélée par n_{stop} . En fait cette stabilité de calcul par récurrence ascendante de ces dernières fonctions est une conséquence directe des fonctions de Bessel d'ordre demi entier qui se calculent facilement par ce genre de récurrences.

Les fonctions angulaires π_n et τ_n se calculent de façon très stable à partir des relations de récurrence (IV.23) et (IV.24) respectivement avec une récurrence ascendante, en effet cette stabilité s'explique par le fait que ces fonctions varient uniquement selon l'angle de diffusion θ s'étendant de 0° à 180° .

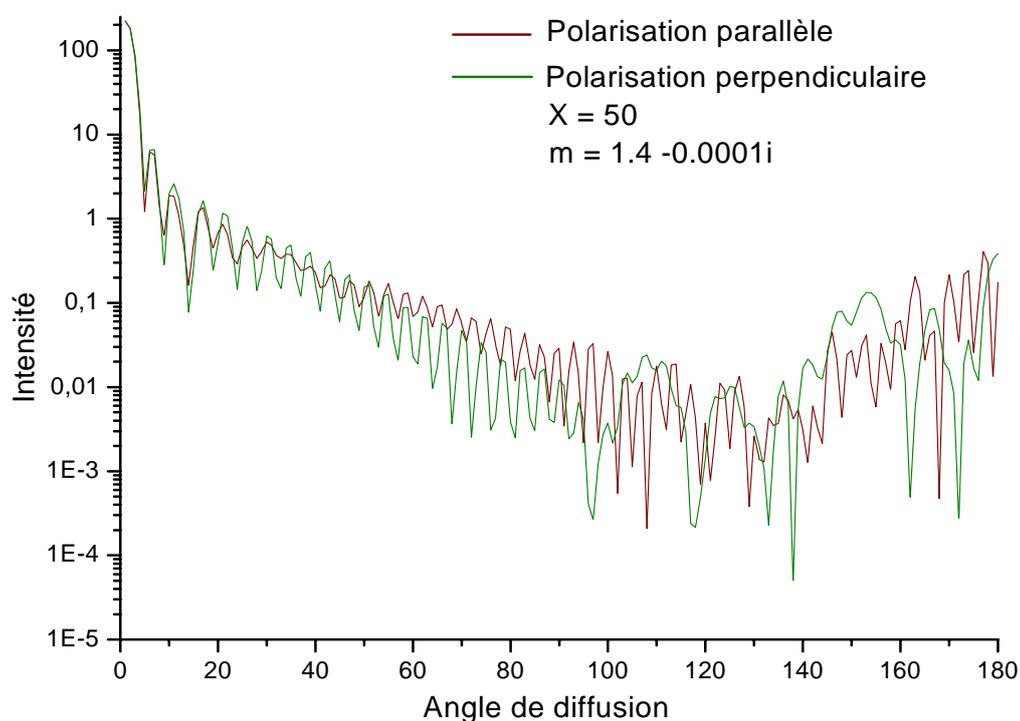
Pour simuler le problème de la diffusion de la lumière par les aérosols atmosphériques, nous avons utilisé la reformulation de Dave qui assure la stabilité numérique des équations et qui mène à la convergence. Grâce à cette méthode nous avons pu représenté nos résultats par les graphes que nous commenterons dans le dernier chapitre.

Chapitre-IV Résultats et discussions

Dans le chapitre précédent nous avons discuté les critères de convergence et les problèmes d'instabilité numériques concernant la quantification de la diffusion par un aérosol isolé, ce qui a permis effectivement d'élaborer un code en Fortran fonctionnant avec une pertinente stabilité numérique. Dans ce chapitre nous présentons les résultats et graphes que nous avons établi, en fournissant parallèlement leurs explications.

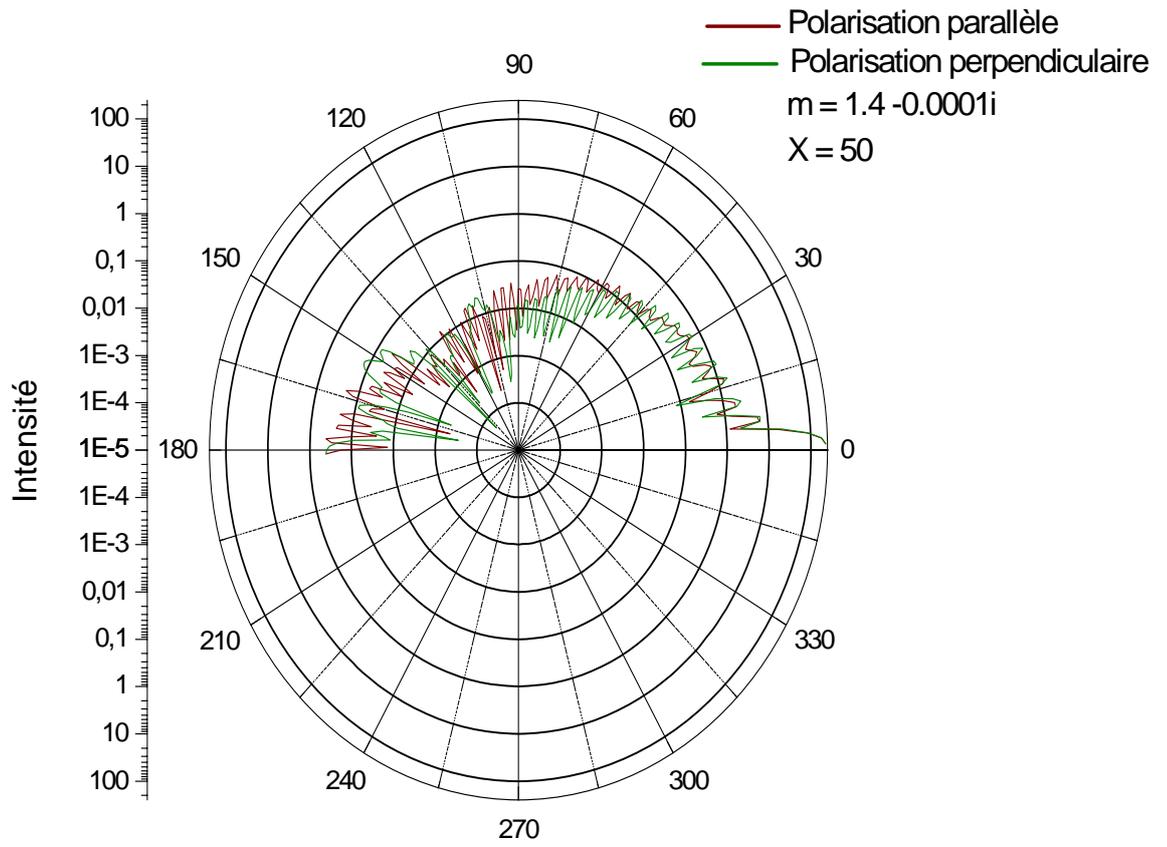
V-1 Rayonnement diffusé par un aérosol isolé en suspension

Les graphes n°: V.1 et V.2, montrent la redistribution angulaire de l'intensité diffusée par un aérosol atmosphérique. Ce dernier est éclairé par une intensité monochromatique, polarisée parallèlement puis perpendiculairement respectivement.



Graphe n°: V.1 Diffusion angulaire d'une intensité incidente par un aérosol sphérique.

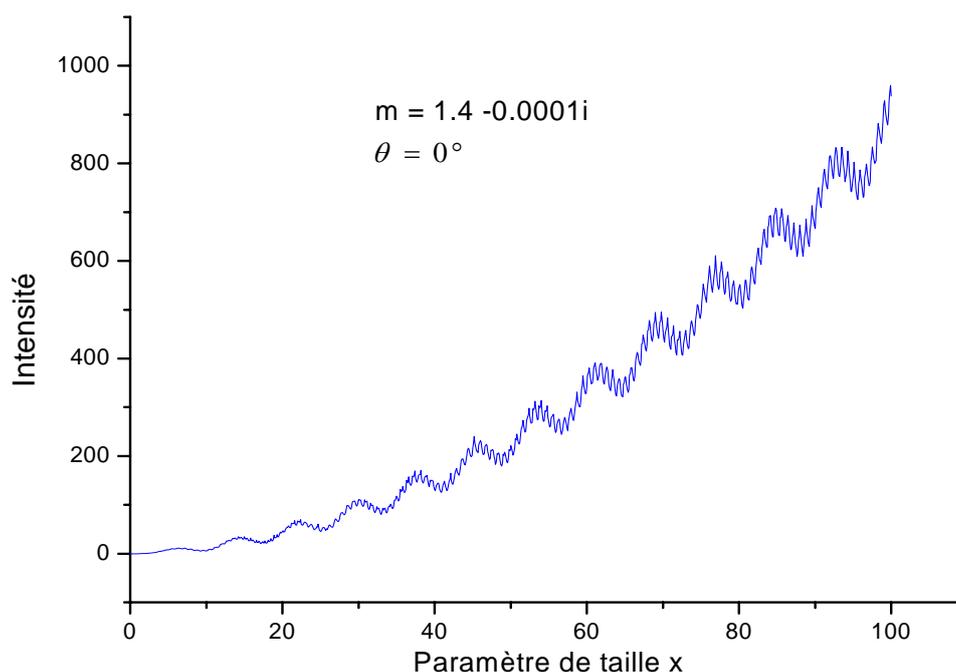
Pour un paramètre de taille $x = 50$ et un indice de réfraction $m = 1.4 - 0.0001i$, nous constatons que la rétro-diffusion ($\theta > 90$) est presque imperceptible comparativement à la diffusion avant qui fait environs 100 fois cette dernière, Bohren and Huffman [2]. Ces deux graphes présentent une large asymétrie directionnelle de l'intensité diffusée et qui deviennent beaucoup moins prononcés quand le paramètre de taille décroît, Bohren and Huffman [2]. L'état de polarisation du rayonnement incident affecte considérablement l'allure de l'intensité diffusée et qu'on peut interpréter par la direction que prend le champ électromagnétique dans l'espace et la direction des forces exercées par ce dernier sur les charges contenues dans tout le volume de l'aérosol. Les charges excitées émettent des radiations secondaires qui tiennent compte de la direction du champ électromagnétique lors de son interaction, John David Jackson [17]. Nous constatons également des pics résultant principalement des interférences des rayonnements transmis et diffractés par l'aérosol sphérique. Les amplitudes des pics qui sont affectées de façon importante par l'indice de réfractons et le paramètre de taille, s'étendent ou s'élargissent ou carrément disparaissent quand le paramètre de taille diminue, Alexander A. Kokhanovsky [9]. En fait pour un paramètre de taille très petit ($r \ll \lambda$) l'intensité diffusée est une simple radiation dipolaire (diffusion de Raleigh) qui présente une parfaite symétrie de l'intensité entre la diffusion avant et la rétro-diffusion (voir annexe A, graphe A.9), K.N.Liou [28]. Pour des paramètres de taille très grands ($r \gg \lambda$), l'intensité totale diffusée par l'aérosol est une contribution de l'intensité diffusée par diffraction et l'intensité diffusée par plusieurs réflexions et réfractons, K.N.Liou [28]. Le diagramme de l'intensité diffusée dans le plan $0 - \pi$ est similaire qu'à celui de l'intensité diffusée dans le plan $\pi - 2\pi$, Van de Hulst [22].



Graphique n°: V.2 Représentation polaire de la diffusion angulaire d'une intensité incidente par un aérosol sphérique.

Nous allons à présent présenter l'intensité diffusée en fonction du paramètre de taille dans les directions ($\theta = 0^\circ$) et ($\theta = 180^\circ$) correspondant respectivement aux cas de la diffusion avant et le cas de la rétro-diffusion.

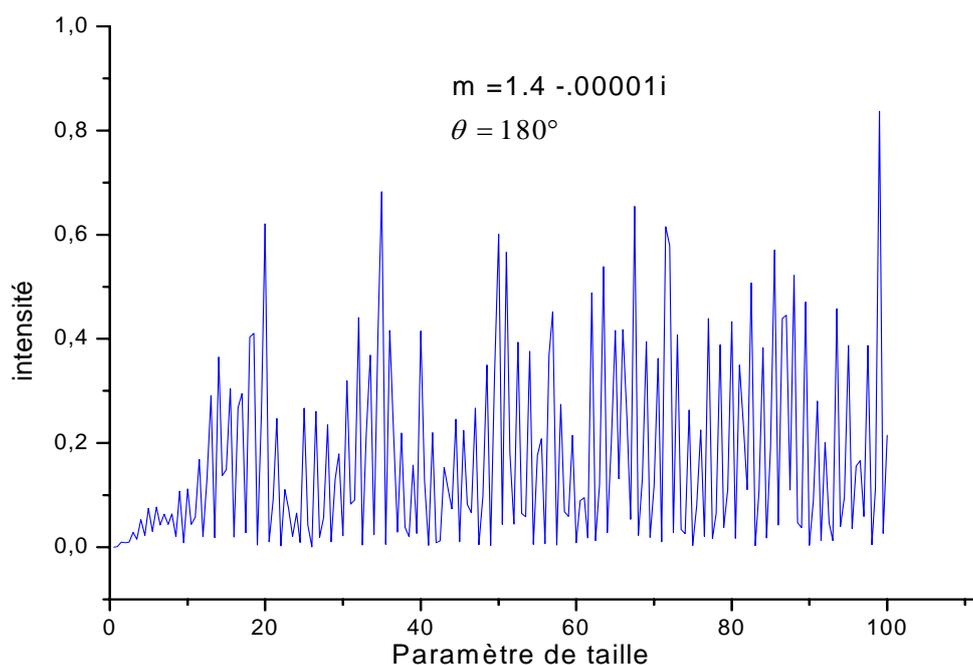
La diffusion avant, graphique n°: V.3 est marquée par une forte proportionnalité entre son intensité et le paramètre de taille, Bohren and Huffman [2]. Quand le paramètre de taille croit la diffusion par diffraction et par multitude de réflexions et réfractions augmente, ce qui explique l'augmentation de la diffusion avant. Les oscillations sont dues aux interférences des ondes diffractées et transmises et qui augmentent avec la croissance du paramètre de taille. Quant aux ondulations, elles sont engendrées par les ondes électromagnétiques évanescentes irradiées dans toutes les directions par la surface sphérique de l'aérosol, Kerker [25].



Graph n°: V.3 Diffusion avant en fonction de paramètre de taille x

La rétro-diffusion graph n°: V.4, est marquée par des pics et des fluctuations rapides causées par les phénomènes d'interférence. Les plus grandes valeurs de l'intensité correspondent à des paramètres de taille élevés qui s'expliquent par l'augmentation de la contribution des effets optiques (diffraction, réflexions et réfractions) à l'intérieur et l'extérieur de l'aérosol, Kerker [25]. La rétro-diffusion est pratiquement négligeable devant la diffusion avant, par ce que la diffraction qui fait partie de diffusion s'annule en arrière ($\theta = 180^\circ$) à cause du facteur de Fresnel qui prend la valeur zéro dans cette direction, Frank L. Pedrotti, Leno S. Pedrotti [49]. Les particules d'aérosols dotées d'une faible absorption présentent des fluctuations s'étendant le long du paramètre de taille et dont les amplitudes sont beaucoup plus étroites et allongées. Par contre l'augmentation de l'absorption tue les fluctuations et diminue leur intervalle d'existence, Barber and Hill [46].

En effet, nous avons voulu illustrer tous les graphes de l'intensité diffusée en fonction du paramètre de taille, dans un angle de diffusion θ bien précis. Pour des raisons d'ordre, nous les avons mis en annexe A.



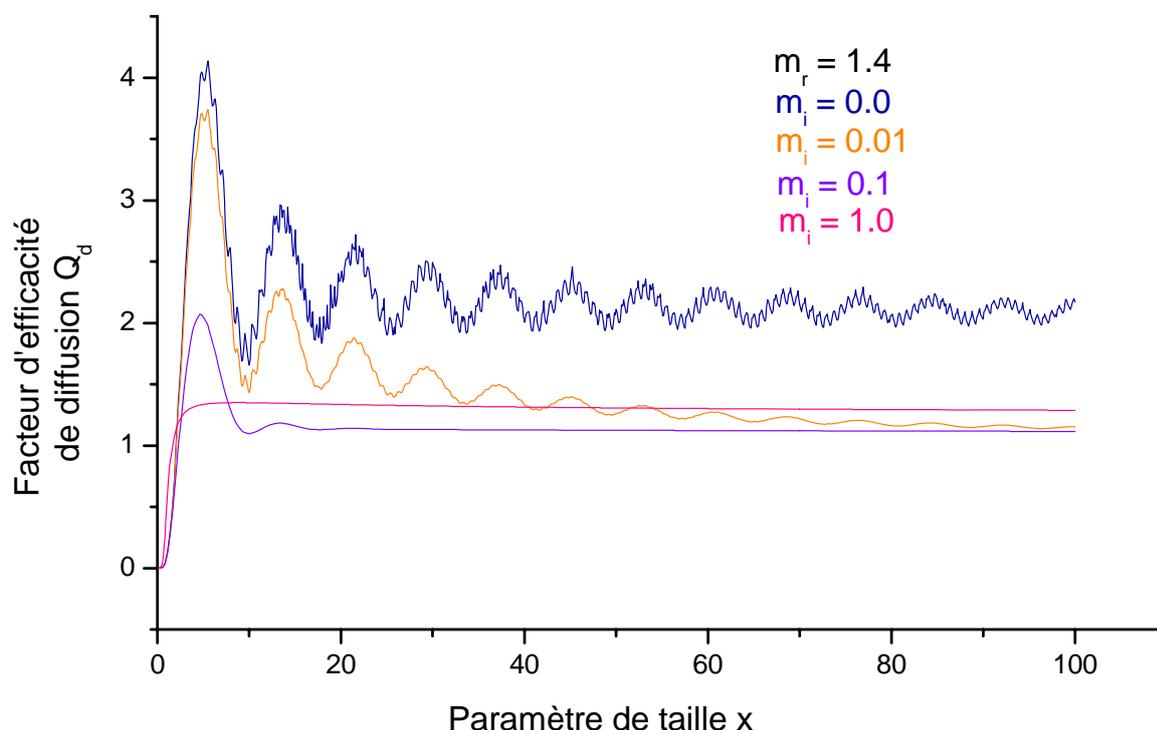
Graph n°: V.4 Rétro-diffusion en fonction de paramètre de taille x

Le graph n°: V.5 représente le facteur d'efficacité de diffusion d'un aérosol sphérique en fonction du paramètre de taille. Afin de montrer l'influence de l'indice de réfraction $m = m_r - i m_i$ sur le facteur d'efficacité de diffusion, nous avons fixé la partie réelle $m_r = 1.4$ tout en faisant varier graduellement sa partie imaginaire $m_i = 0.0, 0.01, 0.1, 1$.

Pour une partie imaginaire nulle $m_i = 0$, la particule se comporterait comme un réflecteur parfait et son énergie diffusée vaut exactement son énergie atténuée, K.N.Liou [28]. Le facteur d'efficacité de diffusion montre des oscillations amorties ainsi que des ondulations. Les maxima et les minima des oscillations sont dus aux interférences des ondes électromagnétiques transmises et diffractées par la particule sphérique, donc il s'agit ici d'une diffraction anormale, Van de Hulst [22].

Les ondulations de faibles largeurs résultent des ondes électromagnétiques sphériques évanescentes diffusées de la surface de l'aérosol dans toutes les directions, Alexander A. Kokhanovsky [23]. Quand l'absorption augmente à l'intérieur de la particule les amplitudes des oscillations et des ondulations diminuent, si l'absorption atteint l'unité les oscillations et les ondulations vont disparaître. Le facteur d'efficacité de diffusion

dépend fortement du paramètre de taille qui représente un rapport adimensionnel du diamètre l'aérosol par la longueur d'onde du rayonnement incident. Quant le diamètre de l'aérosol et la longueur d'onde sont à peu près du même ordre, dans ce cas le facteur d'efficacité de diffusion touche son maximum et son comportement peut être considérée comme une sorte de résonance qui apparaît quant le diamètre de l'aérosol et la longueur d'onde du rayonnement incident sont relativement comparables, Jean Mevel [52].

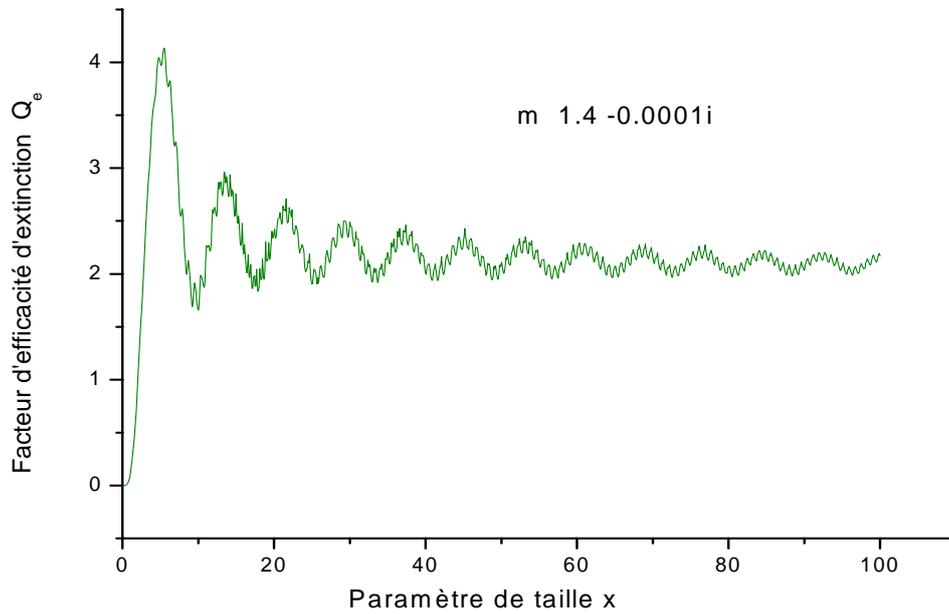


Graphique n°: V.5 Facteur d'efficacité de diffusion Q_d en fonction du paramètre de taille x , avec $m_r = 1.4$ et plusieurs valeurs m_i .

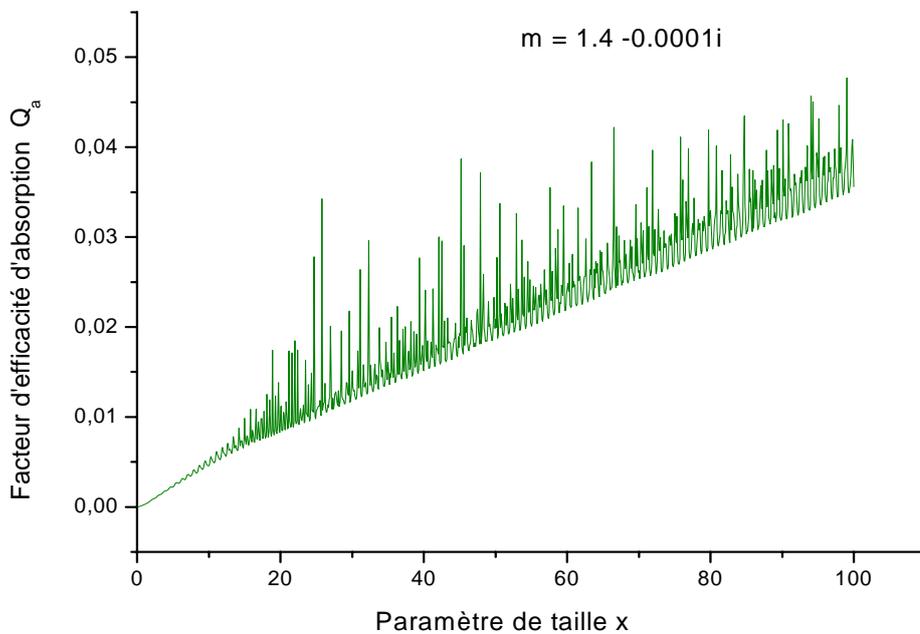
Le fait que le facteur d'efficacité de diffusion est plus grand que l'unité, semble dans un premier temps paradoxal. En effet cette grandeur représente un rapport de l'énergie diffusée par l'aérosol sur l'énergie totale contenue dans le rayonnement solaire incident. Ainsi qu'un aérosol de taille relativement grand par rapport à la longueur d'onde, enlève de ce dernier deux fois l'énergie qu'il peut intercepter, Maher Al Naboulsi [51]. Physiquement, ce phénomène implique les rayons diffractés qui passent à côté de l'aérosol et les rayons diffusés par réflexion et réfraction à l'intérieur

Chapitre-IV Résultats et discussions

de lui, Van de Hulst [22]. Les facteurs d'efficacité d'extinction et d'absorption sont présentés ci-dessous, graphe V.6 et V.7.

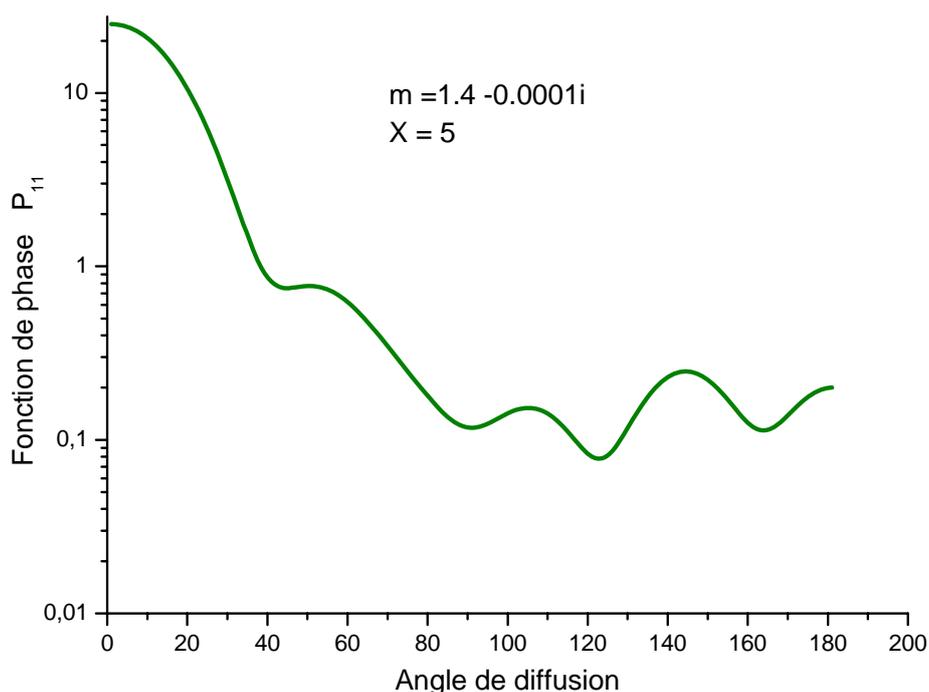


Graphe n°:V.6 Facteur d'efficacité d'extinction Q_e en fonction du paramètre de taille x et l'indice de réfraction m .



graphe n°:V.7 Facteur d'efficacité d'absorption en fonction du paramètre de taille x et de l'indice de réfraction m .

Le graphe n°: V.8, représente la fonction de phase P_{11} qui décrit la redistribution angulaire de l'énergie diffusée par un aérosol sphérique dans tout l'espace, elle est étendue vers la direction avant par opposition de celle de la diffusion de Rayleigh qui présente une parfaite symétrie dans les plans $0^\circ - 90^\circ$ et $90^\circ - 180^\circ$ (voir annexe A, graphe A.9), Alexander A. Kokhanovsky [23]. La fonction de phase est très influencée par l'indice de réfraction et le paramètre de taille. Lorsque ce dernier devient grand ($x \geq 40$), des fluctuations rapides vont apparaître parce qu'elles tiennent compte des interférences constructives et destructives engendrées par l'aérosol, K.N.Liou [28]. De façon globale, la fonction de phase définit la transformation totale de l'énergie incidente en énergie diffusée, Michael I.Mishchenko et al [35].

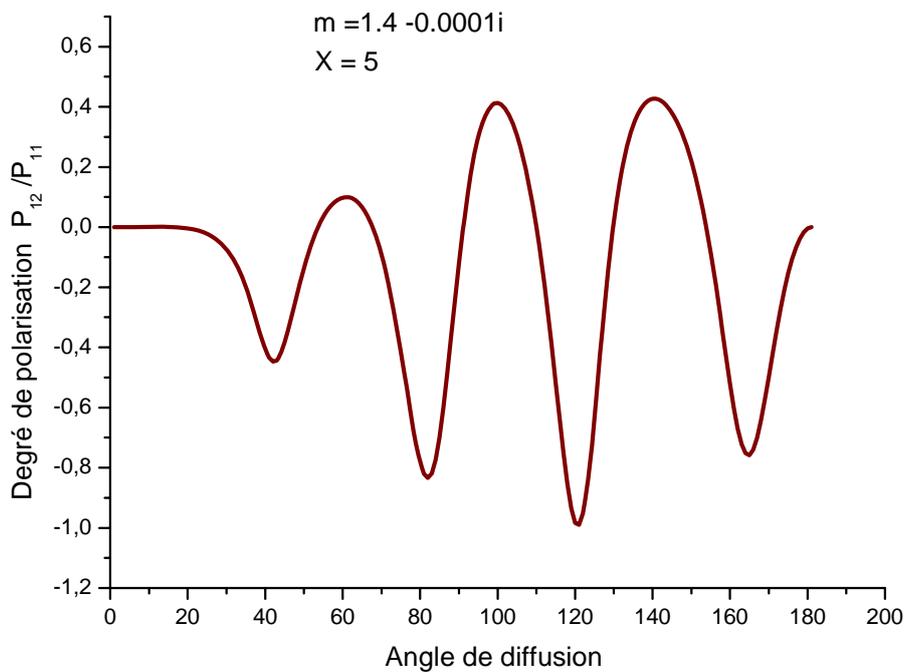


Graphe n°: V.8 Fonction de phase en fonction de l'angle de diffusion.

Le degré de polarisation P_{12}/P_{11} , graphe n°: V.9 prend toujours des valeurs comprises entre 1 et -1. Physiquement ce dernier décrit tous les états de polarisation possible de la lumière diffusée qui s'affecte fortement non seulement par le paramètre

de taille et l'indice de réfraction, mais aussi par la forme et la structure interne de l'aérosol, K.N.Liou [28].

Si le degré de polarisation est positif, la lumière diffusée est partiellement polarisée perpendiculairement vers le plan de diffusion; si le degré de polarisation est négatif, la lumière diffusée est partiellement polarisée parallèlement vers le plan de diffusion; si le degré de polarisation est égale à l'unité, la lumière diffusée est complètement polarisée et si maintenant le degré de polarisation est égale à zéro, la lumière diffusée sera dépolarisée, ce qui correspond avec $\theta = 0$ et $\theta = 180$, Bohren and Huffman [2]. En fait la lumière naturelle (dépolarisée) pourrait se transformer en une lumière 100% polarisée en se soumettant à quelques phénomènes optiques tels que: la réflexion, la réfraction et en particulier la diffusion, Frank L. Pedrotti, Leno S. Pedrotti [49].

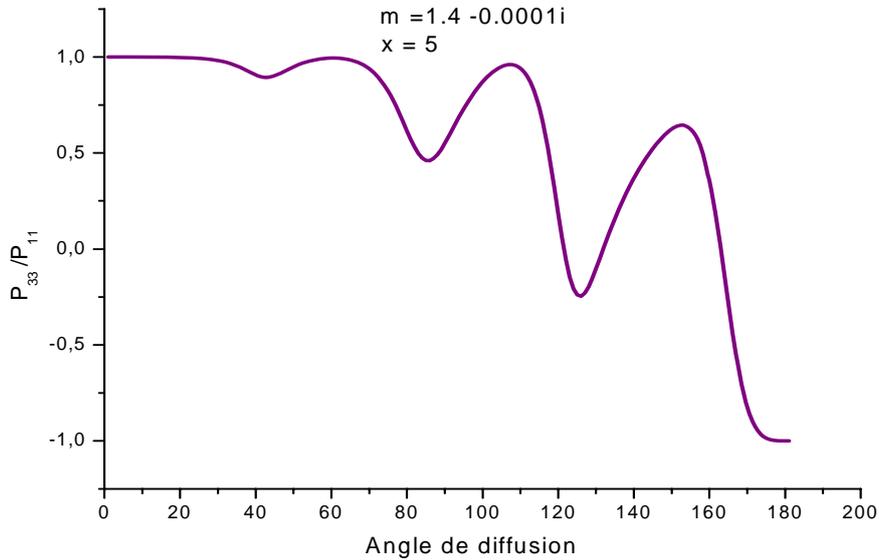


Graphe n° V.9 Degré de polarisation en fonction de l'angle de diffusion.

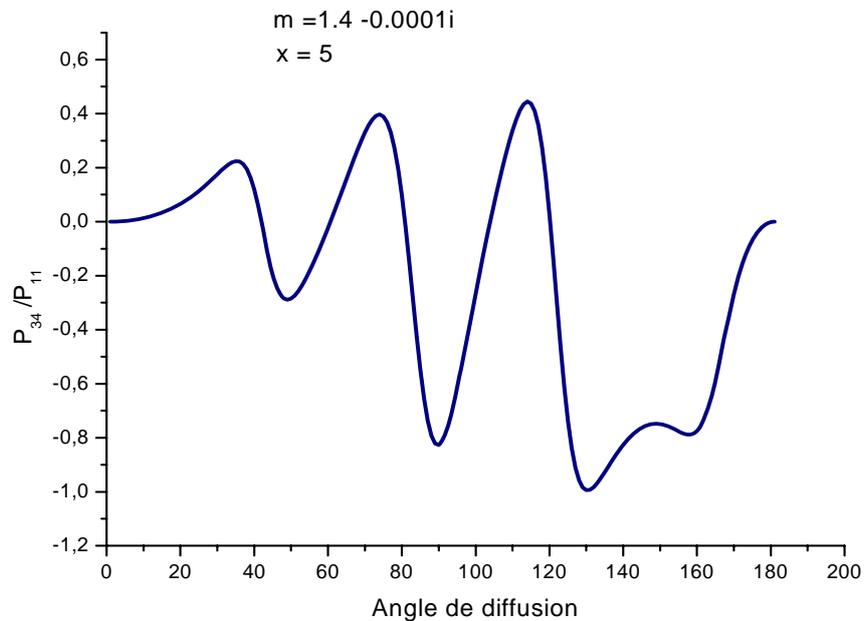
Les graphe n°: V.10, décrit la transformation de la lumière incidente polarisée circulairement ou linéairement ($\mp 45^\circ$) en une lumière diffusée polarisée circulairement ou linéairement ($\mp 45^\circ$), Michael I.Mishchenko et al [35].

Chapitre-IV Résultats et discussions

Les graphe n°: V.11, décrit la transformation de la lumière incidente polarisée circulairement en une lumière diffusée polarisée linéairement ($\mp 45^\circ$), ce dernier est fortement influencé par le paramètre de taille et l'indice de réfraction de l'aérosol, Michael I.Mishchenko et al [35].



Graphe n°: V.10 Variation de P_{33}/P_{11} en fonction de l'angle de diffusion.

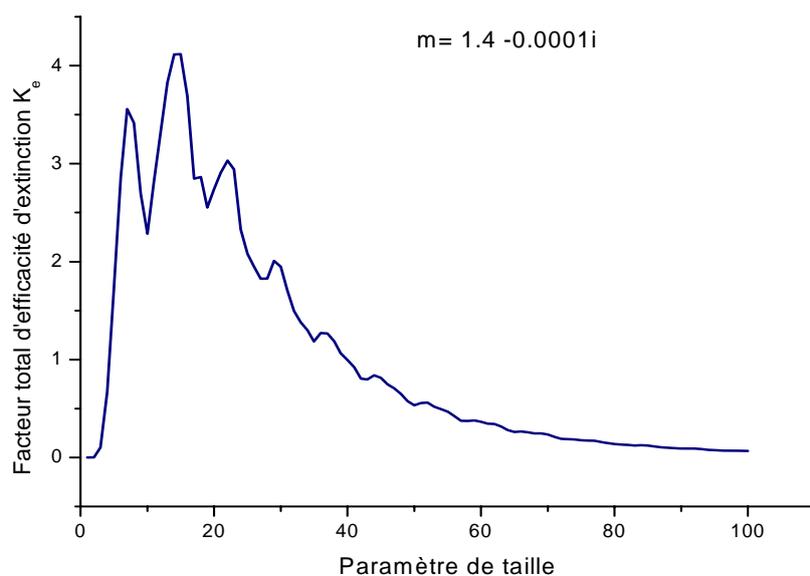


Graphe n°: V.11 Variation de P_{34}/P_{11} en fonction de l'angle de diffusion.

V-2 Rayonnement diffusé par un ensemble d'aérosols en suspension

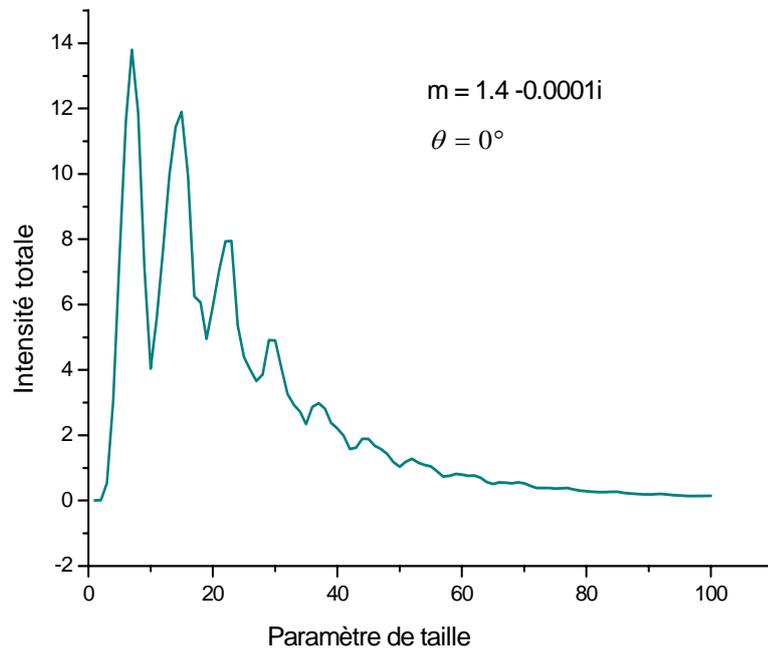
Le facteur total d'efficacité de diffusion par un ensemble d'aérosols sphériques est fortement affecté par la fonction de distribution de taille, graphe n°: V.12. Nous avons utilisé dans tout le calcul numérique la fonction log-normal qui donne le nombre total d'aérosols par unité de volume dont le rayon est compris entre r et $r + dr$. Pour des paramètres de taille très petits ou très grands, nous obtenons par unité de volume, soit un grand nombre d'aérosols de tailles petites, soit un petit nombre d'aérosols mais de tailles très grandes, Thomas G. Kyle [39]. Le facteur d'efficacité de diffusion de chaque aérosol pris séparément est proportionnel à sa section efficace. Les paramètres de taille petits (sections efficaces petites) impliquent un facteur total d'efficacité de diffusion petit. Les paramètres de taille grands (sections efficaces grandes) impliquent un facteur total d'efficacité de diffusion grand. Nous venons d'expliquer les valeurs asymptotiques du facteur total d'efficacité de diffusion, quand le paramètre de taille prend des valeurs extrême, Thomas G. Kyle [39].

Les pics sont dus aux phénomènes d'interférence des rayonnements électromagnétiques issus de tout l'ensemble d'aérosols.

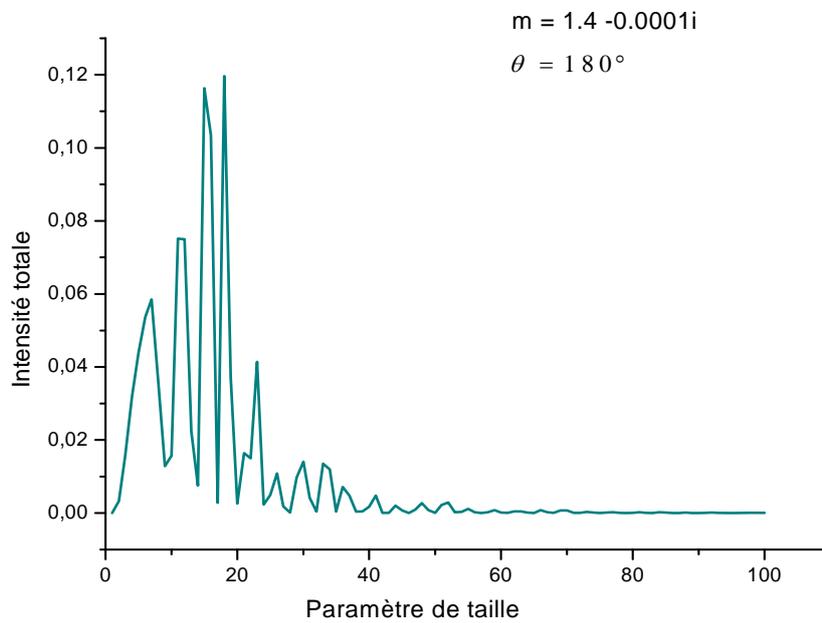


Graphe n°: V.12 Facteur totale d'efficacité de diffusion d'un ensemble d'aérosols caractérisé par un paramètre de taille compris entre $x_1=0.001$ et $x_2=100$.

Chapitre-IV Résultats et discussions

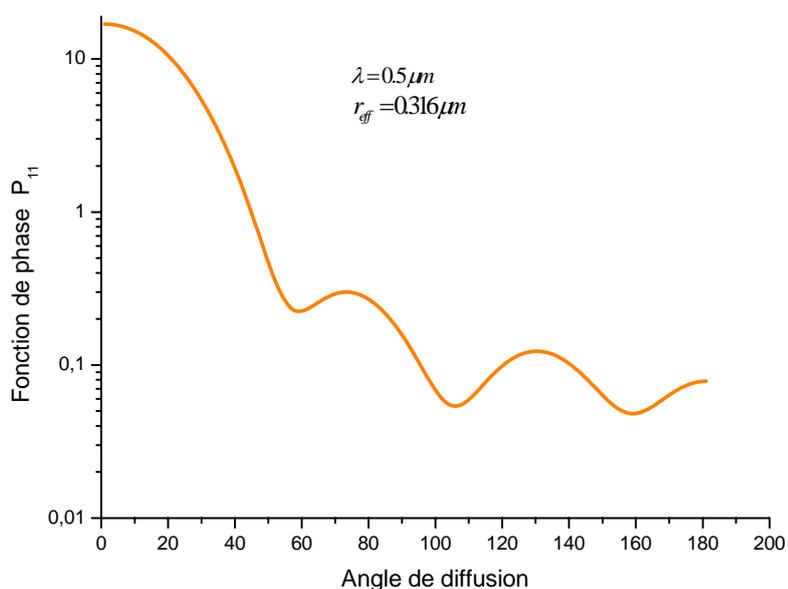


Graph n°: V.13 Diffusion avant d'un ensemble d'aérosols caractérisé par un paramètre de taille compris entre $x_1=0.001$ et $x_2=100$.



Graph n°: V.14 Rétro-diffusion d'un ensemble d'aérosols caractérisé par un paramètre de taille compris entre $x_1=0.001$ et $x_2=100$.

Les graphes n°: V.13 et V.14 représentent la diffusion avant et rétro-diffusion propres à tout l'ensemble d'aérosols. Elles sont marquées par la forte influence de la fonction de distribution de taille log-normal qui s'explique par les deux valeurs asymptotiques quasiment nulles en $x = 0.001$ et $x = 100$, Thomas G. Kyle [39]. Les pics et les fluctuations rapides sont engendrés par les rayonnements électromagnétiques transmis et diffractés par chaque aérosol.



Graphes n°: V.15 Fonction de phase d'un ensemble d'aérosols, caractérisé par son rayon effectif et longueur d'onde du rayonnement incident.

Le graphique n°: V.15 montre l'allure de la fonction de phase résultante de tout l'ensemble d'aérosols et qui peut être confondue avec celle provenant d'un aérosol isolé. En terme de granulométrie, les propriétés radiatives d'un groupe d'aérosols sont très proches de celles d'un aérosol moyen de rayon r_{eff} qui est calculé à partir des paramètres mesurés r_m et σ_g donnés au tableau n°: II.4.

Conclusions et perspectives

D'une manière générale, les aérosols atmosphériques sont émis soit par voie anthropique; soit par voie naturelle; ou par le processus de conversion gaz-particule. Selon la taille, la forme, l'orientation, la structure interne et l'indice de réfractance, les aérosols peuvent diffuser les radiations solaires incidentes dans tout l'espace et avec les mêmes fréquences (diffusion simple). Ces radiations sont caractérisées non seulement par leurs intensités et leurs fréquences, mais aussi par leurs états de polarisation qui jouent un rôle déterminant dans le phénomène de diffusion.

L'estimation du rayonnement diffus n'est toujours pas chose facile, car il peut y avoir simultanément de la diffusion simple et multiple. On compte actuellement deux méthodes de calcul, la première est une corrélation analytique qui prend uniquement en considération les transmittances des différents constituants de l'atmosphère.

En revanche la deuxième méthode est utilisée par plusieurs chercheurs tel que Oleg Dubovik [3] qui exploite la fonction de phase et l'albédo de simple diffusion. Ces derniers sont déterminés à partir de la théorie de Mie que nous avons traité dans ce travail. L'obtention des résultats évoque constamment les problèmes de convergence qui surviennent de façon évidente dans ce genre de calcul. La reformulation de Dave, J. V [12], nous a permis de pallier au manque de stabilité numérique et d'élaborer un code en fortran donnant des valeurs du même ordre que les logiciels existants.

Pour les perspectives, on peut par exemple imaginer le cas d'un aérosol multicouche formé, soit par le dépôt d'autre espèce d'aérosols de petites taille, soit par le phénomène de nucléation. En supposant ensuite que ce dernier est constitué d'un nombre connu de sphères concentriques, nous pourrions calculer le rayonnement diffus issu de ce genre d'aérosols en utilisant la même théorie. Etant donné maintenant des aérosols en formes cylindriques ou sphéroïdales tels que les fibres de plante et le pollen. Il s'agit dans ce cas de résoudre l'équation de Helmholtz en coordonnées qui conviennent et refaire les mêmes étapes de calcul pour évaluer le rayonnement diffus dans ce cadre. Parfois nous sommes dans l'obligation de tenir compte de la diffusion multiple en particulier quand il s'agit des milieux denses tel que le brouillard et la brume. A cet égard Nous utiliserons la méthode statistique de Monte Carlo pour

Conclusions et perspectives

calculer le rayonnement diffus qui représente un processus de transfert d'énergie très important dans l'atmosphère terrestre.

En fait la théorie de Mie trouve plusieurs applications dans différentes disciplines.

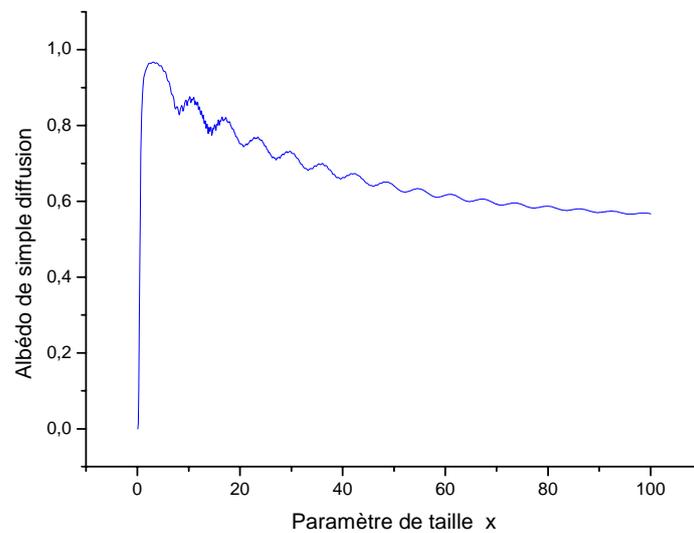
Le modèle étudié dans ce travail semble très adaptable aux milieux marins. Il suffit de remplacer les aérosols atmosphériques par les hydrosols marins ensuite c'est le milieu environnant (l'air atmosphérique assimilé au vide) qui sera remplacé par l'eau marine déminéralisée pourvue d'un indice de réfraction dont la partie imaginaire est très proche de zéro (milieu marin légèrement absorbant). Cela va nous permettre de déterminer l'extinction totale causée par les hydrosols marins ou plutôt de prévoir la profondeur maximale où il n'y aura plus de lumière qui pourrait contribuer dans les investigations océanographiques.

Dans le monde de la télécommunication, il n'est pas un secret que les ondes électromagnétiques émises par les téléphones portables peuvent nuire gravement aux êtres humains. Vu la morphologie et l'emplacement de quelques organes vitaux tels que le cœur et le crâne qui sont susceptibles d'absorber et de diffuser les ondes électromagnétiques. Nous supposons par exemple que le crâne humain est composé de trois sphéroïdes concentriques. Le premier renferme le cerveau, le second comprend la cavité osseuse et le troisième contient la matière moelleuse qui enrobe la cavité osseuse. Nous venons d'envisager un modèle simple, mais qui pourrait se traiter par la théorie de Mie afin de nous renseigner sur l'énergie absorbée et emmagasinée dans une tête humaine exposée à des radiations électromagnétiques. Les résultats serviraient peut-être d'élément de base pour les chercheurs en médecine.

Annexes

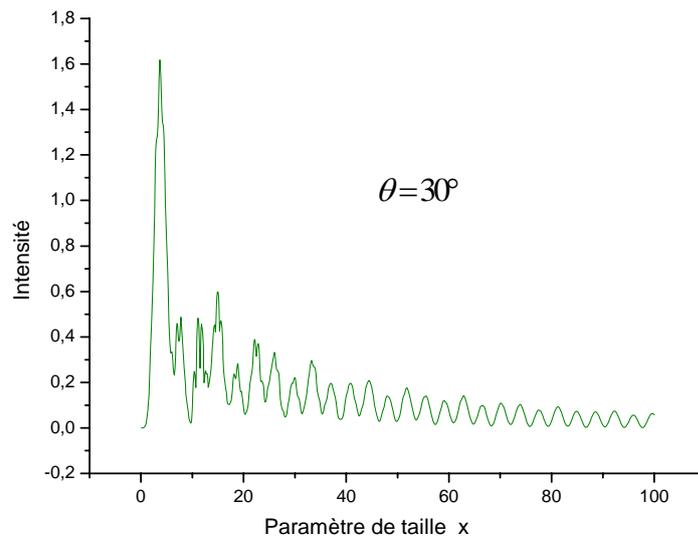
Annexe A

Nous illustrons uniquement dans cette annexe, les graphes que nous n'avons pas pu les représenter au chapitre précédent afin d'alléger le texte. Les aérosols sont dotés d'un indice de réfraction $m = 1.5 - 0.008i$ qui correspond au domaine du visible, Alexander A. Kokhanovsky [9].

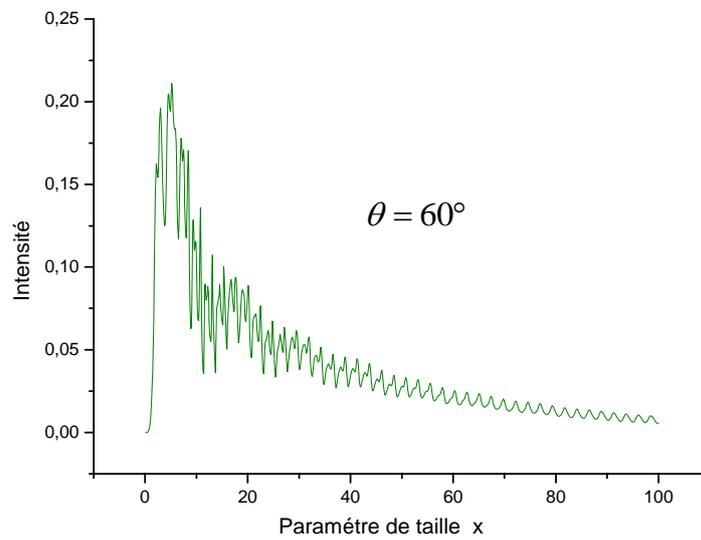


Graph n°: A.1 Variation de l'albédo de simple diffusion en fonction du paramètre de taille.

Annexes

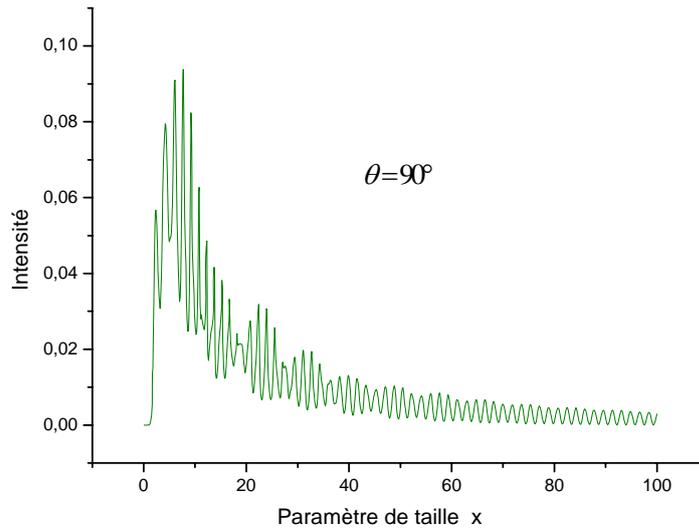


Graphe n°: A.2 Variation de l'intensité diffusée en fonction du paramètre de taille, dans un angle de diffusion fixe.

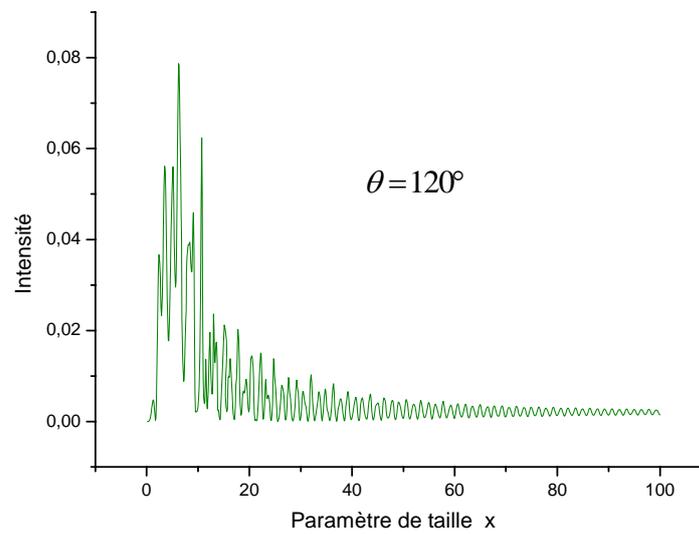


Graphe n°: A.3 Variation de l'intensité diffusée en fonction du paramètre de taille, dans un angle de diffusion fixe.

Annexes

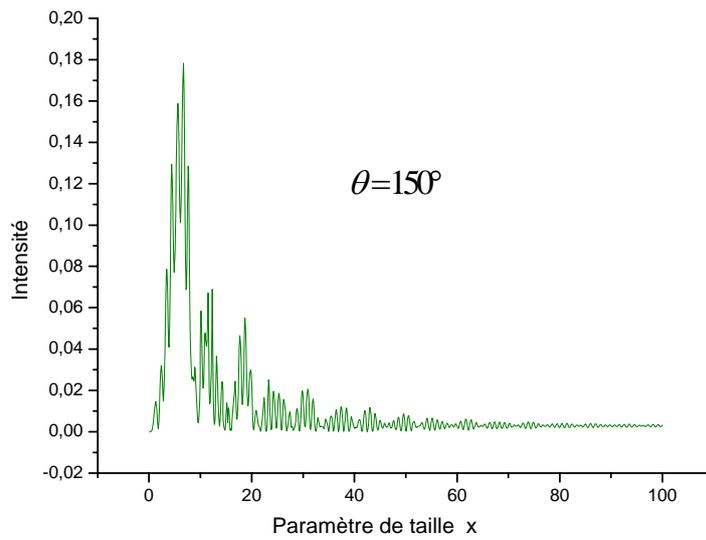


Graphe n°: A.4 Variation de l'intensité diffusée en fonction du paramètre de taille, dans un angle de diffusion fixe.

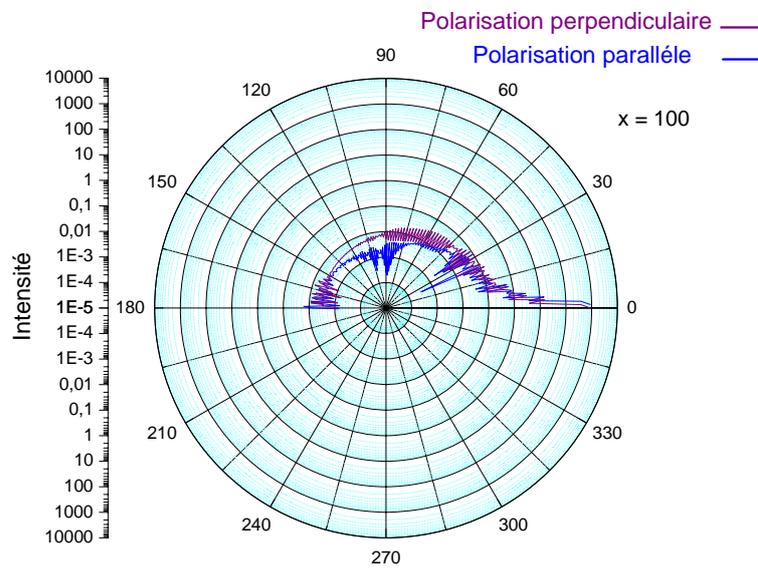


Graphe n°: A.5 Variation de l'intensité diffusée en fonction du paramètre de taille, dans un angle de diffusion fixe.

Annexes

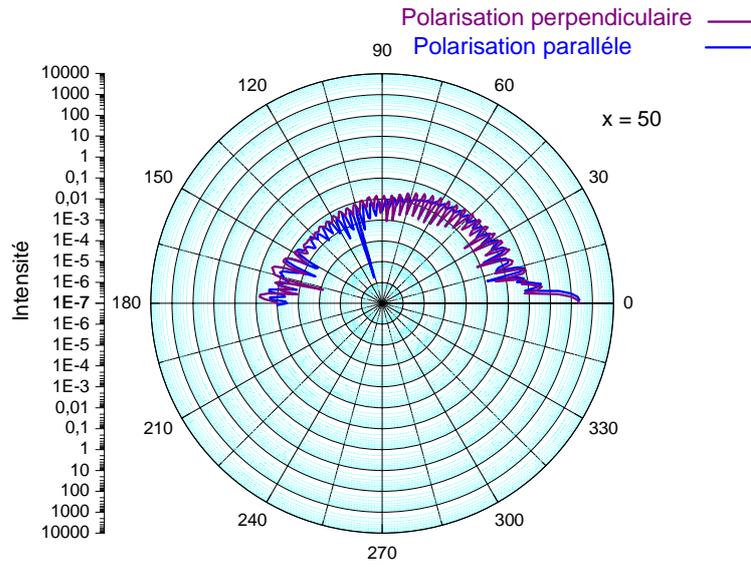


Graphé n°: A.6 Variation de l'intensité diffusée en fonction du paramètre de taille, dans un angle de diffusion fixe.

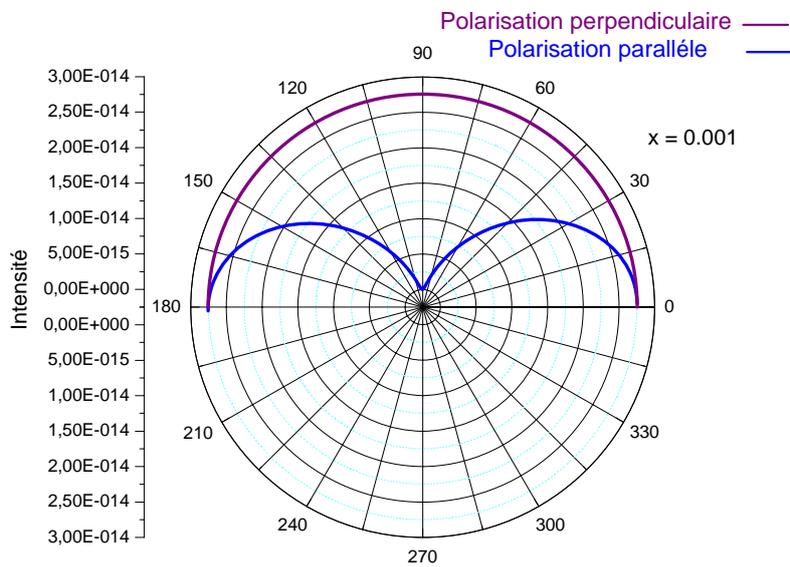


Graphé n°: A.7 Variation de l'intensité diffusée en fonction de l'angle de diffusion, avec un paramètre de taille fixe.

Annexes



Graph n°: A.8 Variation de l'intensité diffusée en fonction de l'angle de diffusion, avec un paramètre de taille fixe.



Graph n°: A.9 Variation de l'intensité diffusée en fonction de l'angle de diffusion, avec un paramètre de taille fixe.

Annexe B

Dans cette annexe nous présentons les principaux théorèmes et les relations vectorielles que nous avons utilisé lors du développement de ce rapport de thèse.

B-1 Identités vectorielles

Soient deux potentiels scalaires U , V et deux vecteurs A , B . nous pouvons écrire à partir de ces quantités les relations vectorielles suivantes, John David Jackson [17]:

$$1 \quad \nabla(U + V) = \nabla U + \nabla V \quad (\text{B-1})$$

$$2 \quad \nabla \cdot (A + B) = \nabla \cdot A + \nabla \cdot B \quad (\text{B-2})$$

$$3 \quad \nabla \times (A + B) = \nabla \times A + \nabla \times B \quad (\text{B-3})$$

$$4 \quad \nabla \cdot (UA) = (\nabla U) \cdot A + U(\nabla \cdot A) \quad (\text{B-4})$$

$$5 \quad \nabla \times (UA) = (\nabla U) \times A + U(\nabla \times A) \quad (\text{B-5})$$

$$6 \quad \nabla \cdot (A \times B) = B \cdot (\nabla \times A) - A \cdot (\nabla \times B) \quad (\text{B-6})$$

$$7 \quad \nabla \times (A \times B) = (B \cdot \nabla)A - B(\nabla \cdot A) - (A \cdot \nabla)B + A(\nabla \cdot B) \quad (\text{B-7})$$

$$8 \quad \nabla(A \cdot B) = (B \cdot \nabla)A + (A \cdot \nabla)B + B \times (\nabla \times A) + A \times (\nabla \times B) \quad (\text{B-8})$$

$$9 \quad \nabla \times (\nabla U) = 0 \quad (\text{B-9})$$

$$10 \quad \nabla \cdot (\nabla \times A) = 0 \quad (\text{B-10})$$

$$11 \quad \nabla \times (\nabla \times A) = \nabla(\nabla \cdot A) - \nabla^2 A \quad (\text{B-11})$$

B-2 Théorème de Gauss et théorème de Stokes

2-Théorème de Gauss

$$\iint_s A \cdot n \, ds = \iiint_v \nabla \cdot A \, dv \quad (\text{B-12})$$

3-Théorème de Stokes

$$\oint_l A \, dl = \iint_s (\nabla \times A) \cdot n \, ds \quad (\text{B-13})$$

Annexe C

Nous présentons dans cette annexe les fonctions de Bessel et les polynômes de Legendre tout en donnant leurs relations de récurrence, B.G. Korenev [30]; T.M. MacRobert [31]; R.B. Dingle [32]; G.N. Watson [33]; Andrew Gray and G.B. Mathews [34].

C-1 Fonctions de Bessel

On appelle fonctions de Bessel d'ordre entier (n) les solutions de l'équation différentielle suivante:

$$x^2 y'' + xy' + (x^2 - n^2)y = 0 \quad n \geq 0 \quad (\text{C-1})$$

Avec n est un nombre entier qui représente l'ordre et x est l'argument qui pourrait être réel ou complexe.

C-1-1 Fonctions de Bessel d'ordre n de la première espèce

Ces fonctions sont données comme suit:

$$\begin{aligned} J_n(x) &= \frac{x^n}{2^n \Gamma(n+1)} \left\{ 1 - \frac{x^2}{2(2n+2)} + \frac{x^4}{2 \cdot 4(2n+2)(2n+4)} - \dots \right\} \\ &= \sum_0^{\infty} \frac{(-1)^k (x/2)^{n+2k}}{k! \Gamma(n+k+1)} \end{aligned} \quad (\text{C-2})$$

$$\begin{aligned} J_{-n}(x) &= \frac{x^{-n}}{2^{-n} \Gamma(1-n)} \left\{ 1 - \frac{x^2}{2(2n-2)} + \frac{x^4}{2 \cdot 4(2n-2)(2n-4)} - \dots \right\} \\ &= \sum_0^{\infty} \frac{(-1)^k (x/2)^{2k-n}}{k! \Gamma(k-n+1)} \end{aligned} \quad (\text{C-3})$$

$$J_{-n}(x) = (-1)^n J_n(x) \quad (\text{C-4})$$

Les deux premières fonctions s'écrivent:

$$J_0(x) = 1 - \frac{x^2}{2^2} + \frac{x^4}{2^2 \cdot 4^2} - \frac{x^6}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6^2} + \dots \quad (\text{C-5})$$

$$J_1(x) = \frac{x}{2} - \frac{x^3}{2^2 \cdot 4} + \frac{x^5}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6} - \frac{x^7}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6^2 \cdot 8} + \dots \quad (\text{C-6})$$

$$J_0'(x) = -J_1(x) \quad (\text{C-7})$$

C-1-1-1 Formules de récurrence

Les fonctions de Bessel de zéro espèce satisfont les formules de récurrence suivantes:

$$J_{n+1}(x) = \frac{2n}{x} J_n(x) - J_{n-1}(x) \quad (\text{C-8})$$

$$J'_n(x) = \frac{1}{2} \{J_{n-1}(x) - J_{n+1}(x)\} \quad (\text{C-9})$$

$$xJ'_n(x) = xJ_{n-1}(x) - nJ_n(x) \quad (\text{C-10})$$

$$xJ'_n(x) = nJ_n(x) - xJ_{n+1}(x) \quad (\text{C-11})$$

$$\frac{d}{dx} \{x^n J_n(x)\} = x^n J_{n-1}(x) \quad (\text{C-12})$$

$$\frac{d}{dx} \{x^{-n} J_n(x)\} = -x^{-n} J_{n+1}(x) \quad (\text{C-13})$$

C-1-1-2 Fonction de Bessel d'ordre demi entier $n + \frac{1}{2}$

Maintenant si on remplace la valeur de n par $\frac{1}{2}$ dans les équations (C-2), (C-3) et la valeur de $n + 1$ par $n + \frac{1}{2}$ dans l'équation (C-8) respectivement, on aura donc:

$$J_{\frac{1}{2}}(x) = \frac{x^{\frac{1}{2}}}{2^{\frac{1}{2}} \Gamma(\frac{1}{2})} \left\{ 1 - \frac{x^2}{2 \cdot 3} + \frac{x^4}{2 \cdot 3 \cdot 4 \cdot 5} - \dots \right\}$$

$$J_{\frac{1}{2}}(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \sin(x) \quad (\text{C-14})$$

$$J_{-\frac{1}{2}}(x) = \frac{x^{-\frac{1}{2}}}{2^{-\frac{1}{2}} \Gamma(-\frac{1}{2})} \left\{ 1 - \frac{x^2}{2 \cdot 1} + \frac{x^4}{2 \cdot 4 \cdot 3 \cdot 5} - \dots \right\}$$

$$J_{-\frac{1}{2}}(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos(x) \quad (\text{C-15})$$

$$J_{n+\frac{3}{2}}(x) = \frac{(2n+1)}{x} J_{n+\frac{1}{2}}(x) - J_{n-\frac{1}{2}}(x) \quad (\text{C-16})$$

Les fonctions d'ordre plus élevé s'obtiennent à partir de l'équation (C-16).

C-1-2 Fonctions de Bessel d'ordre n de la deuxième espèce (fonctions de Neumann)

Les fonctions de Neumann sont encore appelées fonctions de Weber qui représentent des solutions indépendantes de l'équation (C-1), leurs expressions se déduisent de la relation suivante:

$$Y_n(x) = \frac{J_n(x) \cos(nx) - J_{-n}(x)}{\sin(nx)} \quad (\text{C-17})$$

$$Y_{-n}(x) = (-1)^n Y_n(x) \quad (\text{C-18})$$

On peut calculer les fonctions de Neumann d'ordre plus élevé à partir de l'équation (C-14) et de déduire les fonctions des mêmes ordres précédés du signe moins de la relation (C-15).

Les fonctions de Neumann satisfont identiquement les relations de récurrence des fonctions de Bessel d'ordre entier et demi entier.

C-1-3 Fonctions de Bessel d'ordre n de la troisième espèce (fonctions de Hankel)

Ce sont également des solutions de l'équation différentielle de Bessel (C-1), elles s'écrivent comme combinaison linéaire des deux fonctions de Bessel de zéro et première espèce comme suit:

1-2-1-Fonction de Hankel de la première espèce

$$H_n^{(1)}(x) = J_n(x) + Y_n(x) \quad (\text{C-19})$$

Ou encore

$$H_n^{(1)}(x) = \csc(n\pi) \{ e^{-n\pi i} J_n(x) - J_{-n}(x) \} \quad (\text{C-20})$$

$$\text{Avec } H_{-n}^{(1)}(x) = e^{n\pi i} H_n^{(1)}(x) \quad (\text{C-21})$$

1-2-2-Fonction de Hankel de la deuxième espèce

$$H_n^{(2)}(x) = J_n(x) - Y_n(x) \quad (\text{C-22})$$

Ou encore

$$H_n^{(2)}(x) = \csc(n\pi) \{ J_{-n}(x) - e^{-n\pi i} J_n(x) \} \quad (\text{C-23})$$

$$\text{Avec } H_{-n}^{(2)}(x) = e^{-n\pi i} H_n^{(2)}(x) \quad (\text{C-24})$$

Pour les fonctions de Hankel d'ordre demi entier, elles se déduisent aisément à partir des fonctions de Bessel du même ordre.

C-2 Polynômes de Legendre

Les fonctions sérielles satisfaisant l'équation différentielle ci-dessous sont appelées les polynômes de Legendre.

$$(1-x^2)y'' - 2xy' + n(n+1)y = 0 \quad (\text{C-25})$$

n : Nombre entier qui représente l'ordre.

x : L'argument, compris entre -1 et +1

L'expression des polynômes de Legendre est donnée par la formule de Rodrigue.

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d}{dx^n} (x^2 - 1)^n \quad (\text{C-26})$$

C-2-1 Cas particuliers

$$\begin{aligned} P_0(x) &= 1 & P_3(x) &= \frac{1}{2}(5x^3 - 3x) \\ P_1(x) &= x & P_4(x) &= \frac{1}{8}(35x^4 - 30x^2 + 3) \\ P_2(x) &= \frac{1}{2}(3x^2 - 1) & P_5(x) &= \frac{1}{8}(63x^5 - 70x^3 + 15x) \end{aligned} \quad (\text{C-27})$$

C-2-2 Formule de récurrences

$$(n+1)P_{n+1}(x) = (2n+1)xP_n(x) - nP_{n-1}(x) \quad (\text{C-28})$$

$$P_{n+1}'(x) = xP_n'(x) + (n+1)P_n(x) \quad (\text{C-29})$$

$$xP_n'(x) = P_{n-1}'(x) + nP_n(x) \quad (\text{C-30})$$

$$P_{n+1}'(x) = P_{n-1}'(x) + (2n+1)P_n(x) \quad (\text{C-31})$$

$$(x^2 - 1)P_n'(x) = nxP_n(x) - nP_{n-1}(x) \quad (\text{C-32})$$

C-2-3 Polynômes de Legendre associés

$$(1-x^2)y'' - 2xy' + \left\{ n(n+1) - \frac{m^2}{1-x^2} \right\} y = 0 \quad (\text{C-33})$$

Avec n est l'ordre et m est un paramètre mathématique positif.

Les fonctions vérifiant l'équation différentielle ci-dessus sont appelées les polynômes de Legendre associés qui admettent la forme suivante:

$$P_n^m(x) = \frac{(1-x^2)^{m/2}}{2^n n!} \frac{d^{m+n}}{dx^{m+n}} (x^2-1)^n \quad (\text{C-34})$$

Nous donnons uniquement le cas ou l'argument $x = \cos(\theta)$. L'équation (C-33) devient donc:

$$\sin^2(\theta)y'' - 2xy' + \left\{ n(n+1) - \frac{m^2}{\sin^2(\theta)} \right\} y = 0 \quad (\text{C-35})$$

C-2-3-1 Cas particuliers pour les polynômes de Legendre associés

$$P_0^0(x) = 1$$

$$P_1^1(x) = -(1-x^2)^{1/2} = -\sin(\theta)$$

$$P_2^1(x) = -3x(1-x^2)^{1/2} = -3\cos(\theta)\sin(\theta)$$

$$P_3^1(x) = -\frac{3}{2}(5x^2-1)(1-x^2)^{1/2} = -\frac{3}{2}(5\cos^2(\theta)-1)\sin(\theta) \quad (\text{C-36})$$

$$P_2^3(x) = 15x(1-x^2) = 15\cos(\theta)\sin^2(\theta)$$

$$P_3^3(x) = -15x(1-x^2)^{3/2} = -15\sin^3(\theta)$$

C-2-3-2 Formule de récurrences pour les polynômes de Legendre associés

$$(n+1-m)P_{n+1}^m(x) = (2n+1)xP_n^m(x) - (n+m)P_{n-1}^m(x)$$

$$P_n^{m+2}(x) = \frac{2(m+1)x}{(1-x^2)^{1/2}} P_n^{m+1}(x) - (n-m)(n+m+1)P_n^m(x)$$

Références bibliographiques

- [1] Michael I. Mishchenko, Larry D. Travis and Andrew A. Lacis, Scattering, Absorption, and Emission of Light by Small Particles, NASA (2002).
- [2] Bohren, C. F. and D. R. Huffman, Absorption and Scattering of Light by Small Particles, John Wiley & Sons, New-York (1998).
- [3] Oleg Dubovik and Michael D. King, A flexible inversion algorithm for retrieval of aerosol optical properties from Sun and sky radiance measurements, Journal of Geophysical Research, Vol. 105, pp. 20,673-20,696 (2000).
- [4] Richard Fitzpatrick, Maxwell's Equations and Principles of Electromagnetism, Infinity Science Press (2008).
- [5] Christian Frère et Pierre Krempf, Physique des Ondes, Ellipses (1998).
- [6] Leung Tsang, Jin Au Kong and Kung-Hau Ding, Scattering of Electromagnetic Waves: Theories and Applications, John Wiley & Sons (2000).
- [7] Leung Tsang and Jin Au Kong, Scattering of Electromagnetic Waves: Advanced Topics, John Wiley & Sons (2001).
- [8] Leung Tsang, Jin Au Kong, Kung-Hau Ding and Chi On Ao, Scattering of Electromagnetic Waves: Numerical Simulations, John Wiley & Sons (2001).
- [9] Alexander A. Kokhanovsky, Aerosol Optics: Light absorption and scattering by particles in the atmosphere, Springer (2008).
- [10] Alexander A. Kokhanovsky, Light Scattering Reviews 2: Remote Sensing and Inverse Problems, Praxis (2007).
- [11] Alexander A. Kokhanovsky, Light Scattering Reviews 3: Light Scattering and Reflection, Praxis (2008).
- [12] J. V. Dave, Scattering of Electromagnetic Radiation by a Large, Absorbing Sphere, IBM J. Res. Dev., Vol. 13, pp.302-313, (1969).
- [13] P. Halpern and J. V. Dave, Interactive computations and display of characteristics of the radiation scattered by a sphere: A demonstration, IBM Systems Journal, Vol. 27, pp. 561-569, (1988).
- [14] Wiscomb, W.J, Improved Mie Scattering Algorithm, Applied Optics, Vol.19, pp. 1505 (1980).
- [15] Wiscomb, W.J, NCAR Technical Note NCAR/TN-140+STR, (1996).

- [16] A. Doicu, T. Wriedt and Y.A. Eremin, *Light Scattering by Systems of Particles: Theory and Programs*, Springer (2006).
- [17] John David Jackson, *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons (1998).
- [18] Dennis Goldstein, *Polarized Light*, Marcel Dekker (2003).
- [19] Stratton, J. A., *Electromagnetic Theory*, McGraw-Hill, New-York (1941).
- [20] Jin Au Kong, *Electromagnetic Wave Theory*, John Wiley & Sons, (1986).
- [21] Max Born and Emil Wolf, *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*, Pergamon Press, New-York (1989).
- [22] Van de Hulst, *Light Scattering by Small Particles*, Dover publications, New-York (1957).
- [23] Alexander A. Kokhanovsky, *Cloud optics*, Springer (2006).
- [24] Kirril Ya. Kondratyev, Lev S. Ivlev, Vladimir F. Krapinive and Costas A. Varotsos, *Atmospheric Aerosol Properties: Formation, Processes and Impacts*, Springer (2006).
- [25] Kerker, M., *The Scattering of Light, and other Electromagnetic radiations*, Academic press, New-York (1969).
- [26] M. Jérôme Kasparian, *Etude de Spectroscopie Linéaire et non Linéaire des Aérosols Atmosphériques*, Thèse de Doctorat (1997).
- [27] Sylvain Lecler, *Etude de la diffusion de la lumière par des particules sub-microniques*, Thèse de Doctorat (2005).
- [28] K.N.Liou, *An Introduction to Atmospheric radiation*, Elsevier Science (2002).
- [29] Sandra Jacquier, *Méthodes approchées pour les propriétés optiques d'agrégats de particules sphériques non absorbantes*, Thèse de Doctorat (2006).
- [30] B.G. Korenev, *Bessel Functions and their Applications*, Taylor & Francis (2002).
- [31] T.M. MacRobert, *Spherical Harmonics: An Elementary Treatise of Harmonic Functions with Applications*, Metiuen & Co (1947).
- [32] R.B. Dingle, *Asymptotic Expansions: Their Derivation and Interpretation*, Academic Press, London and New-York (1973).
- [33] G.N. Watson, *Theory of Bessel Functions*, Cambridge at the University Press (1922).
- [34] Andrew Gray and G.B. Mathews, *A Treatise on Bessel Functions and their Applications on Physics*, McWilliams and Co (1895).

- [35] Michael I. Mishchenko, Joop W. Hovenier and Larry D. Travis, *Light Scattering by Non spherical Particles: Theory, Measurements, and Applications*, Academic Press (2000).
- [36] Renliang Xu, *Particle Characterization: Light Scattering Methods*, Kluwer Academic Publishers (2002).
- [37] Zekai Sen, *Solar Energy Fundamentals and Modeling Techniques: Atmosphere, Environment, Climate Change and Renewable Energy*, Springer (2008).
- [38] T. Muneer, *Solar Radiation and Daylight Models*, Elsevier (2004).
- [39] Thomas G. Kyle *Atmospheric, Transmission, Emission and scattering*, T. G. Kyle (1991).
- [40] R.M. Goody and Y.L. Yung, *Atmospheric Radiation: Theoretical Basis*, Oxford University press (1989).
- [41] Kimball A. Milton J. Schwinger, *Electromagnetic Radiation: Variational Methods, Waveguides and Accelerators*, Springer (2006).
- [42] Laurence D. Barron, *Molecular Light Scattering and optical activity*, L.D. Barron (2004).
- [43] I. N. Melnikova, A.V. Vasilyev, *Short-Wave Solar Radiation in the Earth's Atmosphere: Calculation, Observation, Interpretation*, Springer (2005).
- [44] Michael E. Thomas, *Optical Propagation in Linear Media: Atmospheric Gases and Particles, Solid-State Components, and Water*, Oxford University Press (2006).
- [45] Fabrice Onorfi, *Diagnostics Optiques des Milieux Biphases*, Thèse D'habilitation à Diriger des chercheurs (2005).
- [46] Barber, P. W. and S. C. Hill, *Light scattering by particles: Computational methods*, World scientific, Singapore (1990).
- [47] V.E. Cachorro, L.L. Salcedo, *New Improvement for Mie Scattering Calculations*, ArXiv: physics/0103052v1 [physics. optics] (2001).
- [48] Jianqi Shen and Xiaoshu Cai, *Algorithm of Numerical Calculation on Lorentz Mie Theory*, Progress In Electromagnetics Research Symposium, Vol., pp. 691-694, (2005).
- [49] Frank L. Pedrotti, Leno S. Pedrotti, *Introduction to Optics*, Prentice-Hall (1993).
- [50] K. K. Sharma, *Optics: Principles and Applications*, Elsevier (2006).
- [51] S.G Lipson, H. Lipson and D.S. Tannhauser, *Optical Physics*, Cambridge University Press (1995).

- [51] Maher Al Naboulsi, Contribution à l'étude des liaisons optiques atmosphériques: propagation, disponibilité et fiabilité, Thèse de Doctorat (2005).
- [52] Jean Mevel, Etude de la Structure Détaillée des Courbes de Diffusion des ondes Electromagnétiques par les Sphères Diélectriques, Journal de Physique et de Radium, Tome 19, pp. 630 (1958).
- [53] H. Volten et al, Scattering matrices of Mineral Aerosol Particles at 441.6 nm and 632.8 nm, journal of Geophysical Research, Vol. 160, pp. 17375-17401 (2001).

حساب الإشعاع الانتشاري باستخدام مقاييس نظرية

مي

ملخص:

في هذا العمل، استخدمت مختلف الأدوات النظرية والرقمية لتحديد كمية الإشعاع الصادرة عن الأيروسول الجوي التي أضيئت من جانب إشعاع أحادي اللون. عن طريق إصدار بعض الافتراضات ، طبقنا في البدء نظرية مي لتشخيص الخصائص البصرية مثل عامل فعالية الانطفاء ، الانتشار ، الامتصاص ، الألبيدو و الانتشار البسيط و كدالكثافات المعاد توزيعها في كامل أرجاء الفضاء : دالة المرحلة ، الانتشار إلى الأمام، الانتشار إلى الخلف و الانتشار عند زاوية محصورة ما بين $0 \leq \theta \leq 180^\circ$. ثم وسعنا بعد ذلك نموذج الحساب لمجموعة من الأيروسولات ذات مؤشر انكسار وحيد و ذات عدد كبير من الأقطار. باستعمال طرق التكامل الرقمية و دوال توزيع السعات تمكنا من حساب الاشعاع الانتشاري الصادر عن هذه الأيروسولات في نطاقيه البسيط والمرن.

الكلمات المفتاح: نظرية مي، انتشار الضوء ، الأيروسول الجوي ، مصفوفة الانتشار.

Title: Calculation of diffuse radiation using the parameters of Mie's theory

Abstract:

In this work, several theoretical and numerical tools have been used to quantify the radiation scattered by atmospheric aerosols which are illuminated by a monochromatic radiation. Using certain assumptions, we applied the Mie theory to characterize at the first time the optical properties such the extinction efficiency, scattering efficiency, absorption efficiency and the simple Aledo then the intensities distribution in all space such the phase function, forward scattering, backscattering and the light scattering at any angles between $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$. Then we expanded our calculation model for a set of aerosols having a single refractive index and a wide range of diameters. Using the methods of numerical integration and functions of size distribution, we estimated the radiation scattered by them within the framework of the simple and elastic scattering.

Keywords: Mie theory, light scattering, aerosols, scattering matrix and cross sections.

Titre: Calcul du rayonnement diffus en utilisant les paramètres de la théorie de Mie

Résumé:

Dans ce travail, de différents outils théoriques et numériques ont été utilisés pour quantifier le rayonnement diffusé par des aérosols atmosphériques, éclairés par une radiation monochromatique. En émettant certaines hypothèses, nous avons appliqué la théorie de Mie pour caractériser dans un premier temps les propriétés optiques telles que: le facteur d'efficacité d'extinction, de diffusion, d'absorption et l'albédo de simple diffusion ainsi que les intensités redistribuées dans tout l'espace : fonction de phase, diffusion avant, rétro-diffusion et la diffusion pour des angles $0^\circ < \theta < 180^\circ$. Nous avons ensuite élargi notre modèle de calcul pour un ensemble d'aérosols qualifiés d'un seul indice de réfraction et une large gamme de diamètres. En se servant des méthodes d'intégration numérique et les fonctions de distribution de taille, nous avons estimé le rayonnement diffus par ces derniers, dans le cadre de la diffusion simple et élastique.

Mots-clés: Théorie de Mie, diffusion de la lumière, aérosols, matrice de diffusion, sections efficaces.